

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Thomas Ferger
aus Hadamar
März 2003

Aufbau einer dynamischen Radiografie- und Tomografiestation mit thermischen Neutronen

Die Diplomarbeit wurde von
Thomas Ferger
ausgeführt am
PHYSIKALISCHEN INSTITUT
HEIDELBERG
unter der Betreuung von
Herrn Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele.

Aufbau einer dynamischen Radiografie- und Tomografiestation mit thermischen Neutronen

Neutronen haben gegenüber geladenen Teilchen oder γ -Strahlung den Vorteil, dass sie nur gering durch Metalle abgeschwächt werden und sehr sensitiv auf Wasserstoff sind. Aus diesem Grund eignen sie sich besonders, um tomografische Aufnahmen von technischen Objekten wie Motoren zu machen oder geringe Unterschiede in Wasserstoffkonzentrationen zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Station für Tomografie und Radiografie mit thermischen Neutronen am Hochflussreaktor des Institut Laue-Langevin aufgebaut und charakterisiert. Erste Aufnahmen verdeutlichen das Potential dieser Anlage zur Messung von dynamischen Prozessen mit Belichtungszeiten im Millisekundenbereich.

Um diese schnellen tomografischen Messungen ausnützen zu können, werden auch schnellere Rekonstruktionsalgorithmen benötigt. Aus diesem Grund wurde ein neues analytisches Verfahren untersucht und mit der standardmäßig eingesetzten gefilterten Rückprojektion verglichen.

Setup of a dynamic radiography and tomography facility with thermal neutrons

Compared to charged particles or γ -radiation, neutrons have the clear advantage that they penetrate metals almost unperturbed while they are very sensitive to hydrogen. Hence they are particularly suitable for examinations of technical objects like motors or the observation of small variations in hydrogen concentrations.

As part of this diploma thesis a new station for tomography and radiography with thermal neutrons at the high flux reactor of the Institut Laue-Langevin was build up and characterised. First measurements show clearly the potential of this station to examine dynamic processes within the range of milliseconds.

Fast tomographic measurements demand for faster reconstruction algorithms. Therefore a new analytic method is examined and compared to the standard back projection algorithm.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Physikalische Grundlagen der Neutronenradiografie | 5 |
| 2.1 | Wechselwirkung von Neutronen mit Materie | 5 |
| 2.2 | Auflösung und Kontrast | 8 |
| 2.3 | Einfluss der gestreuten Neutronen | 9 |
| 3 | Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9 | 11 |
| 3.1 | Aufbau der Tomografiestation | 11 |
| 3.2 | Divergenzmessung | 13 |
| 3.3 | Abbildung der Quelle | 18 |
| 3.4 | Flussmessung | 19 |
| 3.5 | Blendensystem | 22 |
| 3.6 | Vergleich mit anderen bestehenden Tomografiestationen | 23 |
| 4 | Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren | 25 |
| 4.1 | Prinzip der Tomografie | 25 |
| 4.2 | Gefilterte Rückprojektion | 26 |
| 4.2.1 | Fourierscheibentheorem | 26 |
| 4.2.2 | Gefilterte Projektion | 27 |
| 4.2.3 | Filter | 28 |
| 4.3 | Analytischer Rekonstruktionsalgorithmus | 29 |
| 4.4 | Anzahl der benötigten Projektionen | 32 |
| 4.5 | Vergleich der Algorithmen | 34 |
| 4.5.1 | Untersuchung des Auflösungsvermögens der Algorithmen | 34 |
| 4.5.2 | Betrachtung der auftretenden Artefakte | 38 |
| 4.6 | Fazit | 39 |
| 5 | Detektorsystem der Station | 41 |
| 5.1 | Prinzip der verwendeten CCD-Kamera | 41 |
| 5.2 | Neutronenkonverter | 43 |
| 5.3 | Kamerakasten | 44 |
| 5.4 | Effizienz des Detektors | 48 |
| 5.5 | Fehlerbetrachtung | 50 |

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 6 | Erste Messungen | 53 |
| 6.1 | Betrachtungen zum Verbrennungsprozess in Motoren | 53 |
| 6.2 | Radiografie eines Einspritzvorgangs | 56 |
| 6.3 | Echtzeit-Radiografie eines laufenden Motors | 61 |
| 6.4 | Absorption durch Glimmer | 65 |
| 6.5 | Strukturuntersuchung eines Zylinders aus Metallspähren . . . | 66 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 69 |
| | Abbildungsverzeichnis | 72 |

1 Einleitung

In den letzten Jahren ist die Neutronentomografie an einen Punkt gelangt, an dem Aufnahmen von statischen Objekten oder Objekten mit geringer Dynamik routinemäßig durchgeführt werden können. Die typischen Belichtungszeiten dieser Aufnahmen liegen im Bereich von Sekunden bis Minuten mit einer Ortsauflösung von bis zu $100\ \mu\text{m}$. Bislang fehlte eine Neutronenquelle mit genügend hohem Fluss, um das Gebiet der Neutronenradiografie und Tomografie in den Bereich von dynamischen Prozessen mit einer zeitlichen Auflösung von einigen Millisekunden auszudehnen.

Seit Oktober 2002 besteht am Institut Laue-Langevin (ILL), Grenoble, eine Station, die diesen benötigten Neutronenfluss zur Verfügung stellt. Am Strahl H9 steht bei einer Divergenz von $6\ \text{mrad}$ ein Fluss mit $3 \cdot 10^9\ \text{n cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ thermischen Neutronen zur Verfügung. Damit wird die Lücke zwischen Aufnahmen im Minutenbereich bei guter Auflösung und Aufnahmen im Millisekundenbereich bei moderater Auflösung geschlossen.

Die Physik der Neutronenradiografie, oder besser gesagt, die Wechselwirkung von Neutronen mit Materie und die daraus resultierenden Ergebnisse für tomografische Aufnahmen, werden in Kapitel 2 vorgestellt.

Kapitel 3 beschreibt die Eigenschaften des Strahlplatzes und gibt eine Charakterisierung des Neutronenstrahls. Unter anderem wird auf die Homogenität der Strahlfläche, die Divergenz und den Fluss des Strahls eingegangen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden erste Messungen durchgeführt, die das Potential dieser Anlage zeigen. So wurde ein laufender Motorradmotor in Echtzeit radiografiert, sowie Untersuchungen zum Einspritzvorgang einer Einspritzdüse durchgeführt (Kapitel 6).

Aus den Wechselwirkungseigenschaften der Neutronen ergibt sich die Möglichkeit der Rekonstruktion von dreidimensionalen Volumina. In Kapitel 4 wird die standardmäßig eingesetzte gefilterte Rückprojektion beschrieben und ein weiterer, neuer analytischer Rekonstruktionsalgorithmus vorgestellt. Dieser wird auf Auflösungsvermögen, auftretende Artefakte sowie auf die Geschwindigkeit der Rekonstruktion im Vergleich mit der gefilterten Rückprojektion untersucht.

Um die gegebenen Eigenschaften des Neutronenstrahls voll nutzen zu können, wurde ein Detektor, basierend auf einer gekühlten CCD-Kamera, so konstruiert, dass die Möglichkeit für kurze Belichtungszeiten nicht eingeschränkt wird. Durch den hohen Neutronenfluss und der damit verbundenen Strahlung muss die gegen γ -Strahlung empfindliche Kamera so abgeschirmt wer-

1 Einleitung

den, dass die Aufnahmen nicht durch die Untergrundstrahlung verschlechtert werden. Auf die Abschirmung sowie die optischen und technischen Eigenschaften der Kamera wird in Kapitel 5 eingegangen.

2 Physikalische Grundlagen der Neutronenradiografie

2.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Neutronen sind ungeladene Teilchen und unterliegen deswegen nicht dem Coulombpotential der Protonen und Elektronen der Atome, welches die Reichweite von geladenen Teilchen in Materie sehr einschränkt. Im Wesentlichen wechselwirken Neutronen nur mit den Nukleonen des Atomkerns. Die Reichweite der zugrunde liegenden starken Wechselwirkung ist sehr viel geringer als die der Coulombwechselwirkung. Dies bedeutet, dass Neutronen im Atom größtenteils einen leeren Raum vorfinden und dadurch weniger abgeschwächt werden als ein Strahl von geladenen Teilchen. So ist z. B. die Reichweite eines Elektrons mit einer Energie von 1.0 MeV in Aluminium $2.1 \cdot 10^{-3}$ m, die Reichweite eines thermischen Neutrons dagegen 9.6 m.

Röntgenstrahlung besteht ebenso wie Neutronenstrahlung aus neutralen Teilchen (γ -Quanten). Allerdings tritt dort bei den Wirkungsquerschnitten eine Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z auf [Dem98]. Bei den Neutronen ergibt sich eine eher diffuse Verteilung (Abbildung 2.1). Da der Absorptionsquerschnitt bei γ -Strahlung, für identische Energien, nur von Z abhängt, kann nicht zwischen unterschiedlichen Isotopen eines Elementes unterschieden werden. Bei Neutronen dagegen treten stark unterschiedliche Wirkungsquerschnitte auf. Wie in Tabelle 2.1 zu sehen ist, führt dies zu einer unterschiedlichen Reichweite von Neutronen in benachbarten Elementen des Periodensystems oder Isotopen. Die Radiografie mit Neutronen eignet sich damit also besonders für die Untersuchung von Verteilungen unterschiedlicher Isotope und Elemente mit ähnlicher Kernladungszahl.

Zur Abschwächung des Strahls tragen Absorption und Streuung der Neutronen bei. Die Wirkungsquerschnitte für Streuung (σ_s) und Absorption (σ_a) addieren sich, und als totaler Wechselwirkungsquerschnitt ergibt sich

$$\sigma_t = \sigma_s + k_n \sigma_a. \quad (2.1)$$

Der Streuquerschnitt σ_s setzt sich aus einem Anteil kohärenter Streuung (σ_{s_c}) und einem inkohärenten Streuanteil (σ_{s_i}) zusammen. Bei den meisten Materialien erfolgt die kohärente Streuung in einen kleinen Raumwinkel, führt also im Wesentlichen nicht zu einer Schwächung des Strahls, sondern zu einer geringen Aufweitung. Die Streueigenschaften eines Materials sind unabhängig

2 Physikalische Grundlagen der Neutronenradiografie

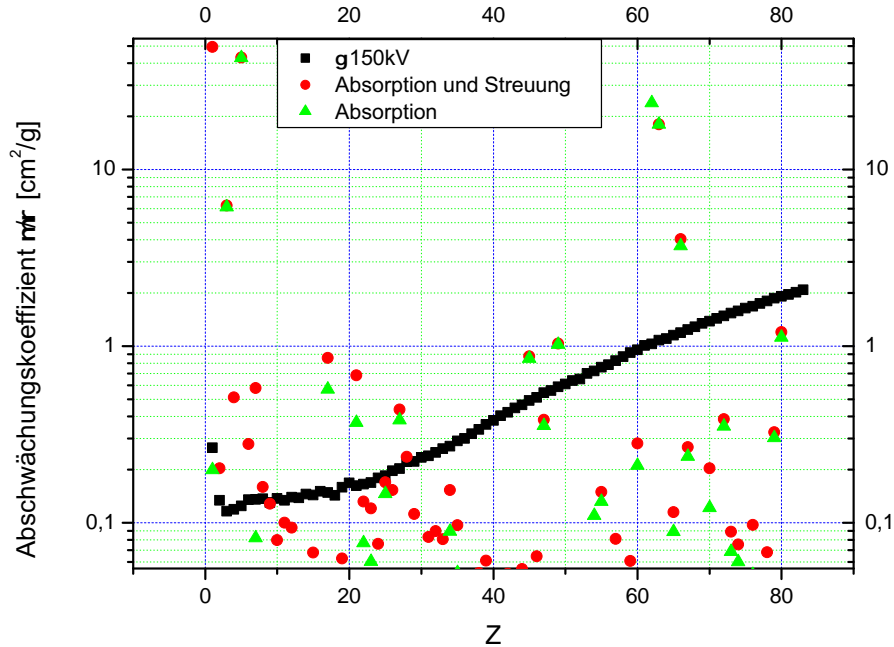


Abbildung 2.1: Vergleich der unterschiedlichen Abschwächung von Röntgenstrahlung und Neutronen bei verschiedenen Z . Die Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung bei Neutronen folgen einer diffusen Verteilung. Für die Absorption von Röntgenstrahlung lässt sich eine Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z erkennen. Zur Berechnung der Daten wurden die mittleren Wirkungsquerschnitte der Elemente verwendet.

Quelle: γ -Daten aus [NCNR96], Neutronendaten aus [NCNR92]

von der Energie der einfallenden Neutronen, der Absorptionsquerschnitt hingegen nimmt mit der Geschwindigkeit v der Neutronen ab. Wirkungsquerschnitte werden bei der Energie von thermischen Neutronen ($v_t = 2200 \text{ m/s}$) angegeben, so dass für andere Neutronenenergien ein Vorfaktor

$$k_n = \frac{2200 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{v}$$

beachtet werden muss.

Für die relative Abschwächung der Strahlintensität I gilt

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}, \quad (2.2)$$

2.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

| Element | σ_{s_c} [barn] | σ_{s_i} [barn] | σ_a [barn] | L [cm] |
|-------------------|-----------------------|-----------------------|-------------------|---------|
| ^1H | 1.7583 | 80.27 | 0.3326 | 0.287 |
| ^2H | 5.592 | 2.05 | 5.19E-4 | 3.093 |
| ^3He | 4.42 | 1.532 | 5333.0 | 1.0E-2 |
| ^4He | 1.34 | 0 | 0 | 40.657 |
| ^6Li | 0.51 | 0.46 | 940.0 | 2.3E-2 |
| ^7Li | 0.619 | 0.78 | 0.0454 | 14.944 |
| ^{10}B | 0.1446 | 3.0 | 3835.0 | 2.0E-3 |
| ^{11}B | 5.56 | 0.21 | 5.5E-3 | 1.107 |
| ^{63}Cu | 5.2 | 6E-3 | 4.50 | 1.222 |
| ^{64}Cu | 14.1 | 0.40 | 2.17 | 0.711 |
| ^{155}Gd | 25.0 | 66.0 | 61100.0 | 5.4E-4 |
| ^{156}Gd | 0 | 5.03 | 1.5 | 5.062 |
| ^{157}Gd | 394.0 | 1044.0 | 259000.0 | 1.27E-4 |

Tabelle 2.1: Wirkungsquerschnitte kohärenter und inkohärenter Streuung sowie Absorption einiger Elemente und ihrer Isotope.

$L = \mu^{-1}$ bezeichnet die Schwächungslänge, bei der die relative Intensität I/I_0 um $1/e$ abgeklungen ist. Quelle der Wirkungsquerschnittsdaten [NCNR92]

wobei der Schwächungskoeffizient μ gegeben ist durch

$$\mu = \sigma n, \quad (2.3)$$

mit $n = \frac{\rho N_A}{M} = \text{Teilchenzahldichte.}$

Hierbei steht N_A für die Avogadrokonstante, ρ für die Dichte und M für die molare Masse des betrachteten Elementes.

Bei einer beliebigen Anzahl von Elementen entlang eines Pfades S geht Formel 2.2 über in

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\int_S \mu(x, y) ds\right), \quad (2.4)$$

$\mu(\vec{x})$ steht hier als Verallgemeinerung des Schwächungskoeffizienten für i verschiedene Materialien am gleichen Ort \vec{x}

$$\mu(x, y) = \sum_i \mu_i(x, y) = \sum_i \sigma_i \frac{\rho_i(x, y) N_A}{M_i}.$$

2.2 Auflösung und Kontrast

Als Maß für die Divergenz eines Strahl wird in der Neutronenradiografie meist das L/D-Verhältnis verwendet. Dabei steht L für den Abstand zwischen Strahlrohranfang und Probenort, D für den Durchmesser des Strahlrohres. Die Strahldivergenz in rad berechnet sich über

$$\Theta = \arctan \frac{D}{L} \approx \frac{D}{L}, \quad (2.5)$$

was für $L \gg D$ in guter Näherung gilt. Das räumliche Auflösungsvermögen Δx des Strahls ergibt sich damit durch $\Theta \cdot d$, wobei d die Entfernung zwischen Detektor und Probe ist. Neben Transmissionsmessungen interessiert

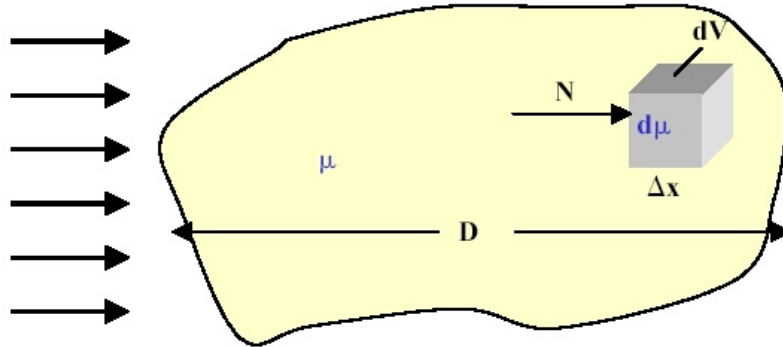


Abbildung 2.2: Abschwächung eines Neutronenstrahls durch Änderung des Abschwächungskoeffizienten.

bei radiografischen Aufnahmen die Messung von Absorptionsquerschnitten. Zur Veranschaulichung der Auflösung von Absorptionsunterschieden dient Abbildung 2.2. Ein Strahl von N Neutronen wird durch eine Änderung des Absorptionsquerschnittes $d\mu$ in einem quaderförmigen Volumen dV mit Kantenlänge Δx um

$$dN = d\mu \Delta x N \quad (2.6)$$

abgeschwächt. Damit eine Abschwächung durch diese zusätzliche Absorption detektiert werden kann, muss die Abschwächung dN größer als der statistische Fehler \sqrt{N} sein. Mit dieser Annahme ergibt sich (siehe [Far91])

$$\sqrt{N} < \left(\frac{d\mu}{\mu} \right) \mu \Delta x N.$$

2.3 Einfluss der gestreuten Neutronen

Die Anzahl der Neutronen N , welche das homogene Medium durchdringen, ist gegeben durch

$$N = N_0 e^{-\mu D} = \Phi (\Delta x)^2 t e^{-\mu D},$$

wobei Φ den Neutronenfluss, t die Bestrahlungsdauer und D die Objektstärke bezeichnet. Somit ergibt sich für den detektierbaren relativen Unterschied, also den Kontrast, des Abschwächungskoeffizienten

$$\frac{d\mu}{\mu} = \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2 \mu^2 N}} = \sqrt{\frac{e^{\mu D}}{(\Delta x)^4 \mu^2 \Phi t}}. \quad (2.7)$$

Mit typischen Werten für $D = 5 \text{ cm}$, $\mu = 0.2 \text{ cm}^{-1}$, $\Phi = 2.9 \cdot 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $\Delta x = 1 \text{ mm}$, ergibt sich

$$\frac{d\mu}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot 0.015.$$

Bei einer Messung von $t = 20 \text{ ms}$ ist also eine Änderung von 10% in μ in einem Würfel mit Kantenlänge 1 mm sichtbar.

2.3 Einfluss der gestreuten Neutronen

Bei Radiografieaufnahmen werden Absorptionsunterschiede detektiert, welche durch unterschiedliche Absorptionskoeffizienten im Objekt auftreten. Wie in Kapitel 2.1 bereits beschrieben, tritt neben der Absorption auch Streuung von Neutronen auf. Bei Kleinwinkelstreuung (kohärent) treffen gestreute Neutronen auf den Detektor, wohingegen bei isotroper Streuung (inkohärent) die Neutronen in 4π gestreut werden und nur ein Bruchteil davon, abhängig vom Abstand zwischen Detektor und Probe, auf diesen trifft.

Im Folgenden soll eine Abschätzung durchgeführt werden, die den Einfluss der Streuung auf das Auflösungsvermögen von Kontrastunterschieden beschreibt.

Für das Verhältnis von Neutronen N_d , die am Detektor ankommen und nicht mit dem durchstrahlten Objekt in Wechselwirkung getreten sind, zu der Zahl der Neutronen N_s , die durch das Objekt gestreut wurden, gilt

$$\frac{N_d}{N_s} = \frac{e^{-\mu_t D}}{[1 - e^{-\mu_s D}]} \cdot \frac{4\pi r^2}{d^2}. \quad (2.8)$$

Der zweite Term berücksichtigt die Streuung der Neutronen in 4π . Dabei bezeichnet μ_t den totalen Wechselwirkungskoeffizienten, μ_s den Streukoeffizienten, D die Dicke des Objektes, r den Abstand von Objekt zu Detektor und d^2 die Detektionsfläche des Detektors. Mit Gleichung 2.1 geht Formel 2.8 über in

$$\frac{N_d}{N_s} = \frac{1}{e^{\mu_t D} - e^{\mu_s D}} \cdot \frac{4\pi r^2}{d^2}.$$

2 Physikalische Grundlagen der Neutronenradiografie

| Material | Verlängerung der Messzeit: $1 + \tau_s$ | | | |
|----------|---|------------------|---------------------|---------------------|
| | D = 2cm | D = 5cm | D = 10cm | D = 20cm |
| H | 292 | $8.0 \cdot 10^6$ | $2.0 \cdot 10^{14}$ | $1.3 \cdot 10^{29}$ |
| Al | 1.00032 | 1.00084 | 1.00180 | 1.00412 |
| Fe | 1.0 | 1.2 | 2.1 | 24.9 |

Tabelle 2.2: Durch inkohärente Streuung von Neutronen in den gesamten Raumwinkel ist am Detektor durch diesen Streuuntergrund die Sensitivität von minimal detektierbarem $d\mu/\mu$ reduziert. Dieser Verlust muss kompensiert werden durch eine um den Faktor $1 + \tau_s$ verlängerte Messzeit. Dieser ist abhängig von Material und Abstand des Detektors vom Objekt. D steht für die Objektdicke. Für eine Detektorfläche $d^2 = 20 \times 20 \text{ cm}^2$ und einen Abstand von $r = 10 \text{ cm}$ zwischen Objekt und Detektor sind in dieser Tabelle einige Beispiele aufgeführt.

Für die Gesamtzahl N_{total} der am Detektor ankommenden Neutronen gilt, unter Berücksichtigung dieser gestreuten Neutronen,

$$N_{\text{total}} = N_d + N_s = N_d \left(1 + \frac{N_s}{N_d} \right).$$

Damit geht Gleichung 2.7 über in

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mu}{\mu} \right)_{\text{Streuung}} &= \left(\frac{d\mu}{\mu} \right)_{\text{ohne Streuung}} \cdot \sqrt{1 + (e^{\mu_t D} - e^{\mu_a D}) \cdot \frac{d^2}{4\pi r^2}} \\ &\equiv \left(\frac{d\mu}{\mu} \right)_{\text{ohne Streuung}} \cdot \sqrt{1 + \tau_s}. \end{aligned}$$

Dies bedeutet einen Verlust der Sensitivität von minimal detektierbarem $d\mu/\mu$, der nur durch eine längere Messzeit ausgeglichen werden kann. Aus Formel 2.7 ergibt sich für die Messzeit

$$t_{\text{Streuung}} = \frac{e^{\mu D}}{(\Delta x)^4 \mu^2 \Phi} \cdot \left(\frac{\mu}{d\mu} \right)^2 \frac{1}{1 + \tau_s}. \quad (2.9)$$

Die notwendige Messzeit für die gleiche Sensitivität ist damit um einen Faktor $1 + \tau_s$ länger als die ursprüngliche Messzeit. In Tabelle 2.2 sind einige Beispiele für diese Messzeitverlängerung aufgeführt.

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

3.1 Aufbau der Tomografiestation

Die Tomografiestation befindet sich in der Verlängerung des Strahlrohres H9 (siehe Abbildung 3.1), welches tangential zur Reaktorquelle angeordnet ist. Neben der Tomografiestation befindet sich am gleichen Strahl als Nachbarexperiment *Lohengrin*, ein Rückstoß-Massenspektrometer [ILL01].

Lohengrin benutzt für seine Experimente einen verschiebbaren Schlitten, mit dem Proben nahe an den Reaktorkern gebracht werden, um dort mit Hilfe der thermischen Neutronen Kernzerfälle zu induzieren. Durch diese Untersuchungen wird der Neutronenfluss aber nur minimal reduziert, so dass die Messungen an der Tomografiestation nicht durch Experimente von *Lohengrin* gestört werden. An der Strahlrohrnase ist ein Fluss von $1.2 \cdot 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vorhanden, der bis zum Probenort auf $3 \cdot 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (siehe Kapitel 3.4) abfällt. Diese Abnahme wird durch die Länge des Strahlrohres und dem damit verbundenen Raumwinkelverlust verursacht.

Am Ende des Strahlrohres befindet sich ein schneller Shutter, der im Notfall in kürzester Zeit den Strahl abschaltet. Für den Messbetrieb steht ein Hauptshutter zur Verfügung, der außerhalb der Kasematte gesteuert werden kann. Dieser Mechanismus ist so konstruiert, dass der Hauptshutter nur bedient werden kann, wenn die Tür zur Kasematte geschlossen ist (weitere Details und Zeichnungen zum Shutterssystem befinden sich in [Sch01]). Zwischen dem Notfallshutter und dem Hauptshutter wurde ein Blendensystem eingebaut, welches bei verringerter Strahlfläche eine verbesserte Ortsauflösung ermöglicht (siehe Kapitel 3.5).

Das Aluminiumaustrittsfenster des Strahls zur Kasematte hat eine Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ und bewirkt, dass der leichte Unterdruck im Endrohr bestehen bleibt. In etwa 15.3 m Entfernung vom Quellenort befindet sich der Versuchsaufbau für die Proben. Die Neutronen, die nicht durch das Objekt absorbiert oder gestreut werden, enden in einem Beamstop aus ${}^6\text{Li}$. Dieser Beamstop hat den großen Vorteil, dass die absorbierten Neutronen kaum γ -Strahlung erzeugen. Diese entstehende Strahlung ist so niederenergetisch,

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

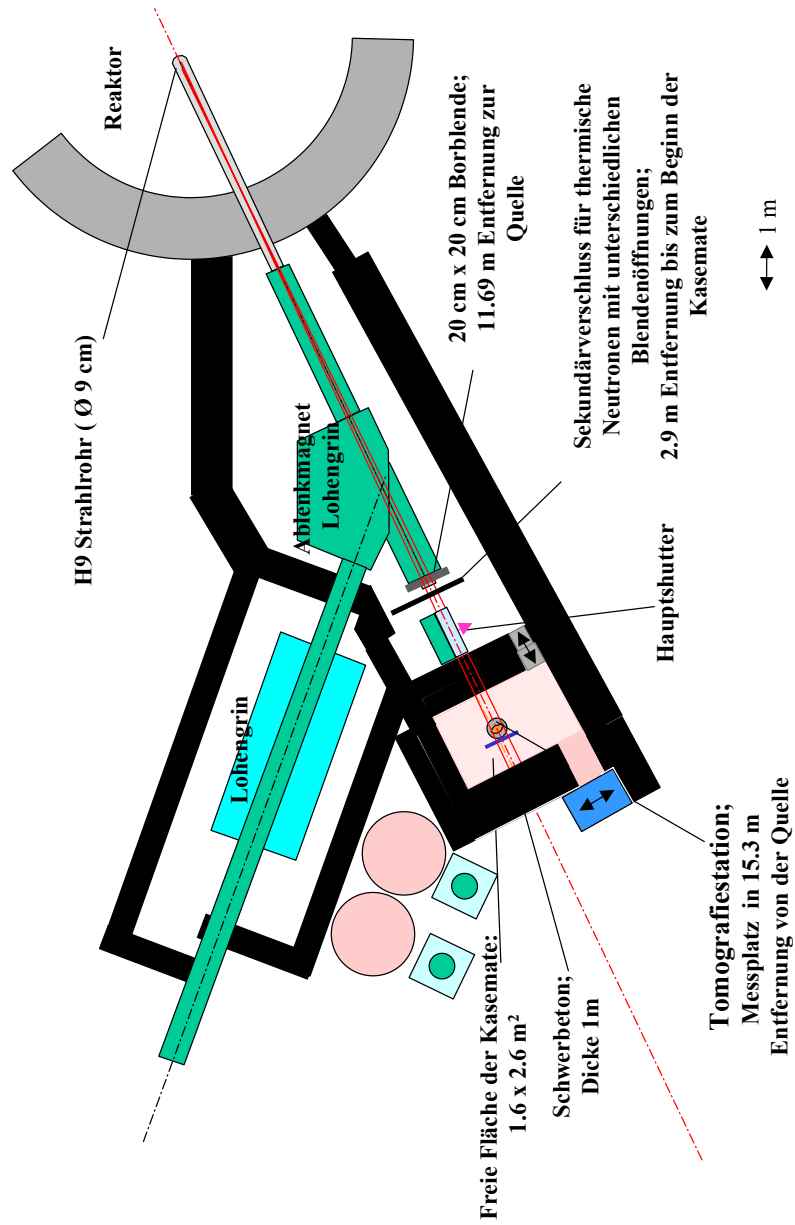


Abbildung 3.1: Übersicht der neuen Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9.

dass sie leicht durch etwa 5 cm Blei abgeschirmt werden kann. Um gestreute Neutronen zu absorbieren, sind die Wände der Kasematte mit 0.5 cm Bor-carbid (B_4C) ausgekleidet, welches eine Aktivierung der Wand verhindert. Bei dem Einfang der Neutronen ($^{10}_5B + n \rightarrow \alpha + ^7_3Li + \gamma$) entsteht allerdings ein γ -Untergrund, so dass die Kamera nach allen Seiten abgeschirmt werden muss (siehe Kapitel 5). Die Kasematte hat eine Grundfläche von $1.6 \times 2.6 \text{ m}^2$ und eine Höhe von 2.5 m. Die Wände der Kasematte bestehen aus 1 m dickem Schwerbeton, der die Umgebung gegen die in der Kasematte auftretende γ -Strahlung abschirmt.

Da der vorhandene Hauptshutter aufgrund seiner Konstruktion nicht für schnelle Öffnungen ausgelegt wurde, ist bis zur nächsten Messung der Einbau eines schnellen hydraulischen Shutters geplant. Momentan benötigt der Hauptshutter für die vollständige Öffnung des Strahls etwa 25 s, wobei alleine 19 s verstreichen, bevor der Strahlrand sichtbar wird. Der schnelle Shutter wird so gebaut, dass der Strahl in weniger als einer Sekunde geschlossen oder geöffnet werden kann. Bei den für diesen Strahlplatz typischen Bestrahlungszeiten (in den meisten Fällen im Bereich von 30 Sekunden bis wenige Minuten) kann dadurch die Aktivierung der Probe deutlich verringert werden. Als weitere Sicherheitseinrichtung ist eine Videoüberwachung im Innenraum, sowie die Installation von Rauchmeldern geplant.

3.2 Divergenzmessung

Wie in Formel 2.5 bereits beschrieben, errechnet sich die Divergenz direkt über das Verhältnis von Abstand zwischen Quelle und Probe zu Quelldurchmesser. In unserem Fall ist $L = 15.3 \text{ m}$ und $D = 9.3 \text{ cm}$. Theoretisch wird für diesen Strahl ein L/D -Verhältnis von etwa 165 erwartet. Wenn der Detektor $l = 5 \text{ cm}$ von der Probe entfernt steht, wäre die räumliche Auflösung damit $\Theta \cdot 50 \text{ mm} = 0.3 \text{ mm}$. Dies bedeutet, dass zwei Punkte, die 0.3 mm auseinander liegen, voneinander getrennt sichtbar sind.

Eine Möglichkeit, um das Auflösungsvermögen von Neutronenstrahlen experimentell zu messen, ist die so genannte Kobayashi-Methode [Kob90]. Dabei wird ein *Kobayashi-Device* verwendet, eine Sandwich-Konstruktion, bestehend aus einer 1 mm dicken Cadmiumplatte, eingefasst durch zwei ebenfalls 1 mm dicke Aluminiumplatten. In jeder von diesen Platten befinden sich Löcher mit Durchmessern von 0.5 mm bis 5.5 mm, wobei sich die Löcher mit gleichem Durchmesser in allen drei Schichten überlagern (siehe Abbildung 3.2). Zur Messung der Divergenz wird das *Kobayashi-Device* am Probenort aufgestellt und so justiert, dass es senkrecht zur Strahlrichtung steht. Alle Neutronen, die durch die Löcher fliegen, treffen auf eine dahinter aufgestellte Kupferplatte.

Durch Neutroneneinfang und anschließenden β^- -Zerfall entstehen aus den

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

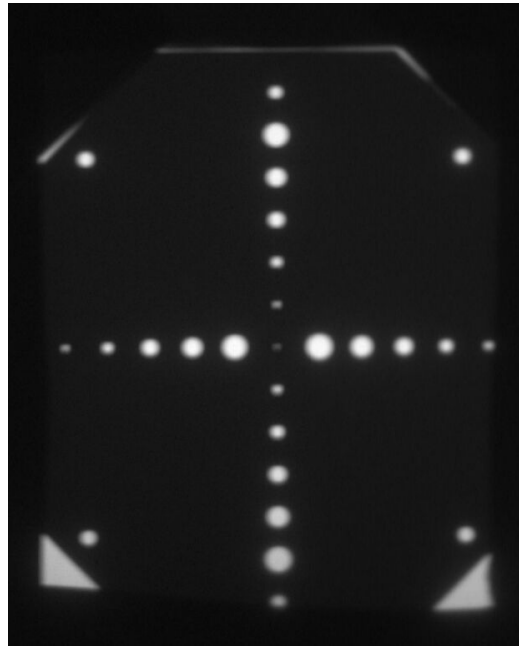
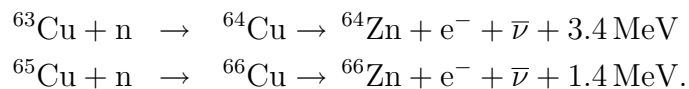


Abbildung 3.2: Radiografie des verwendeten *Kobayashi-Device*. Diese Vorrichtung besteht aus einer 1 mm starken Cadmiumplatte, welche von zwei je 1 mm dicken Aluminiumplatten eingerahmt wird. In diesen Platten befinden sich Löcher mit Durchmessern von 0.5 mm bis 5.5 mm.

Kupferatomen schließlich Zinkatome



Nach der Messung wird die Kupferplatte mit einer *Imaging Plate* bedeckt. Diese speziell beschichtete Platte detektiert über strahlungsinduzierte Lumineszenz die emittierten Elektronen und Photonen. Durch einen speziellen Scanner für die Lumineszenz kann das Bild der aktivierten Kupferplatte digitalisiert werden (für weitere Informationen siehe z. B. [Fuji03]). Im Prinzip können bestimmte *Imaging Plates* auch direkt zur Detektion der Neutronen verwendet werden [Hag02]. In unserem Fall war die Dynamik dieser Platten (16 bit) aber zu gering, um durch den trägen Hauptshutter ein Überbelichten zu verhindern.

Eine 0.5 mm dicke Kupferplatte im Abstand von 20 cm hinter dem *Kobayashi-Device* diente in unserem Fall zur Detektion der transmittierten Neutronen. Der Strahl wurde zur Messung für 6 Minuten geöffnet und anschließend die Aktivität der Kupferplatte mit der *Imaging Plate* für 2:20 Stunden detektiert.

3.2 Divergenzmessung

Zur Auswertung der horizontalen (bzw. vertikalen) Divergenz muss durch alle Löcher ein horizontaler (bzw. vertikaler) Schnitt gelegt werden und die dadurch gewonnenen Intensitätsprofile durch eine Trapezfunktion gefittet werden [Schi99]. Die Plateaubreite B ergibt sich dann über $B = b - a$, wobei b die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) und a die Flankenbreite des Trapezes bezeichnet (siehe Abbildung 3.3). Bei einer Lochbreite d , die größer

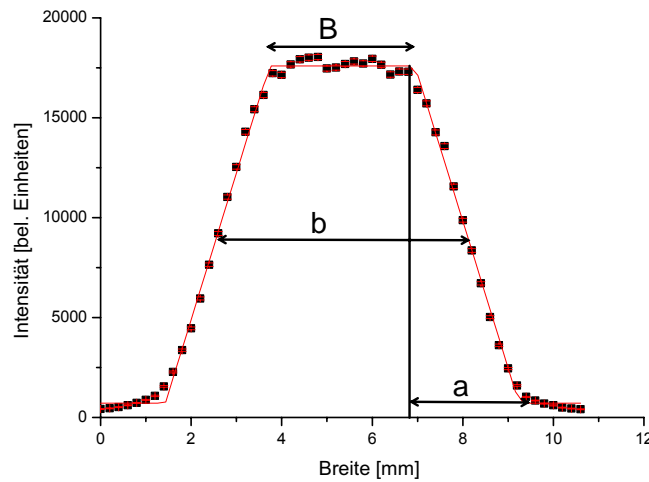


Abbildung 3.3: Fit der Intensitätsverteilung hinter einem Loch des *Kobayashi-Device* durch eine Trapezfunktion. B ist die Plateaubreite, b die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) und a die Flankenbreite des Trapezes.

als die kritische Lochgröße d_c ist, ist die Plateaubreite $B > 0$ und die Intensität erreicht ihr Maximum. Ist d dagegen kleiner als d_c , ist die Plateaubreite negativ bei verringerter Intensität (siehe Abbildung 3.4). Für den Fall, dass ein Loch des *Kobayashi-Device* gerade dem Auflösungsvermögen des Strahls entspricht, hätte das Trapez dort eine Plateaubreite 0 und volle Intensität. Da dies aber meist nicht der Fall ist, muss dieser kritische Lochdurchmesser d_c durch eine Interpolation bestimmt werden. Durch Auftragen der Plateaubreite gegen den Lochdurchmesser und lineare Interpolation ergibt sich die kritische Lochgröße als Schnittpunkt mit der x-Achse und damit das Auflösungsvermögen über

$$\frac{L}{D} = \frac{l}{d_c}.$$

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

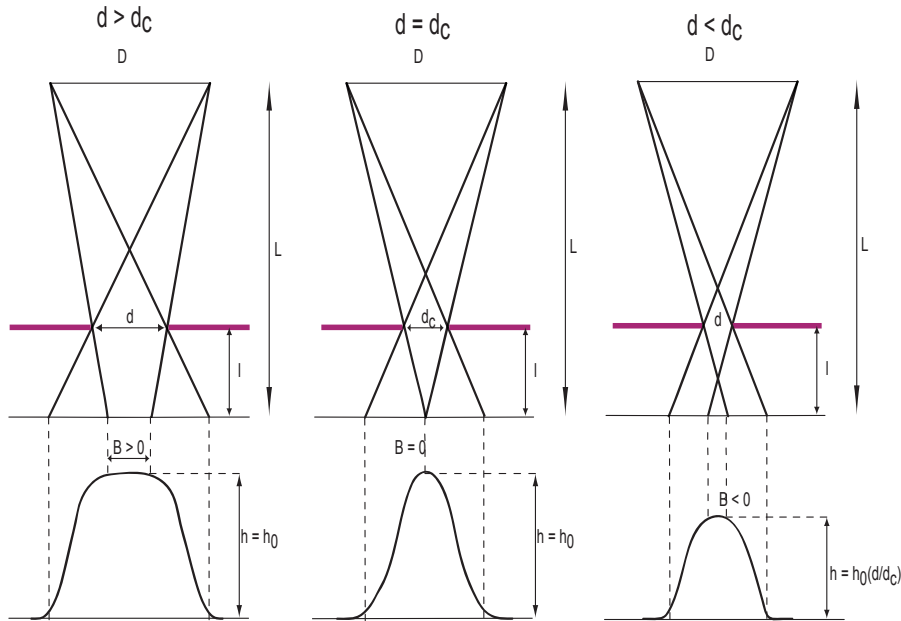


Abbildung 3.4: Messung der Strahldivergenz mit Hilfe der Kobayashi Methode. Ist der Lochdurchmesser größer als der kritische Durchmesser ergibt sich ein Trapezprofil mit Plateaubreite $B > 0$ und voller Intensität (linke Abbildung). Ist der Lochdurchmesser kleiner als der kritische Durchmesser ist die Plateaubreite negativ und die Intensität ist reduziert (rechte Abbildung). Wenn der Lochdurchmesser dem Auflösungsvermögen entspricht, ist die Plateaubreite $B = 0$ bei maximaler Intensität (mittlere Abbildung).

In unserem Fall ist das Ergebnis dieser Messung (Abbildung 3.5)

$$\left(\frac{L}{D}\right)_{\text{horizontal}} = \frac{200}{1.2} = 165 \pm 36,$$

also eine horizontale Strahldivergenz von 6 mrad, und ein vertikales L/D-Verhältnis von

$$\left(\frac{L}{D}\right)_{\text{vertikal}} = \frac{200}{1.3} = 153 \pm 23,$$

was einer Strahldivergenz von 6.5 mrad entspricht (Abbildung 3.6). Die Fehler des L/D-Verhältnisses ergeben sich aus den Fehlern der Geradensteigungen und Achsenabschnitte der Fitkurven.

Das gemessene L/D-Verhältnis stimmt sehr gut mit dem theoretisch erwarteten von 165 überein, die vertikale Divergenz ist etwas schlechter, aber immer noch innerhalb der Fehlergrenzen. Generell weichen bei der Messung die Plateaubreiten der Profile bei kleineren Löchern stärker von der angenäherten

3.2 Divergenzmessung

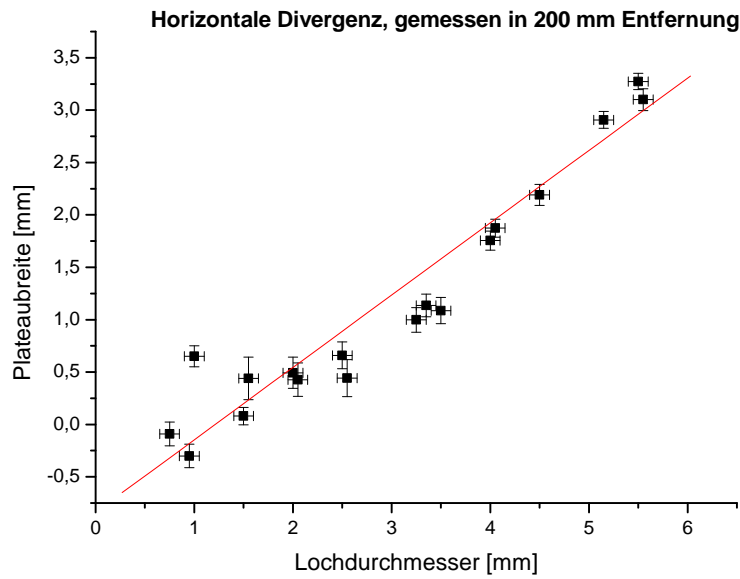


Abbildung 3.5: Plot der Plateaubreiten gegen die Lochdurchmesser zur Bestimmung des kritischen horizontalen Lochdurchmessers.

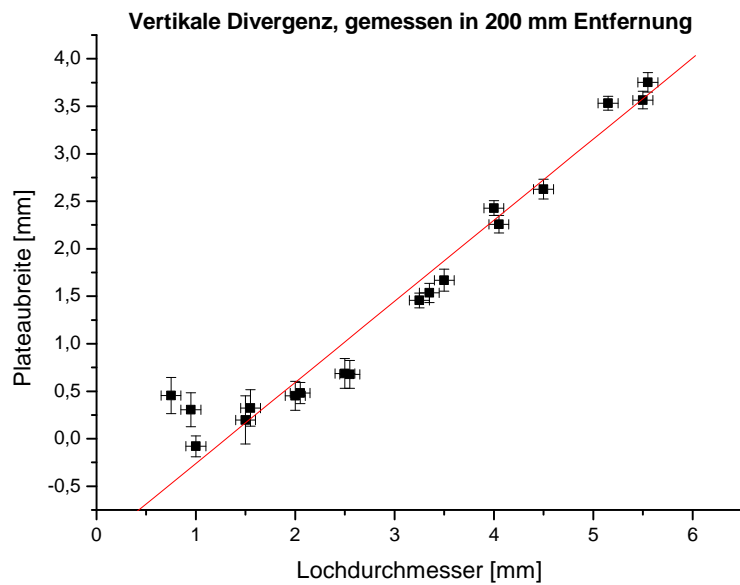


Abbildung 3.6: Plot der Plateaubreiten gegen die Lochdurchmesser zur Bestimmung des kritischen vertikalen Lochdurchmessers.

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

Geraden ab. Ein Grund dafür ist die mechanische Verarbeitung der Cadmi-
umplatte. Bei kleineren Löchern fallen diese Verarbeitungsfehler stärker auf
als bei größeren Durchmessern.

3.3 Abbildung der Quelle

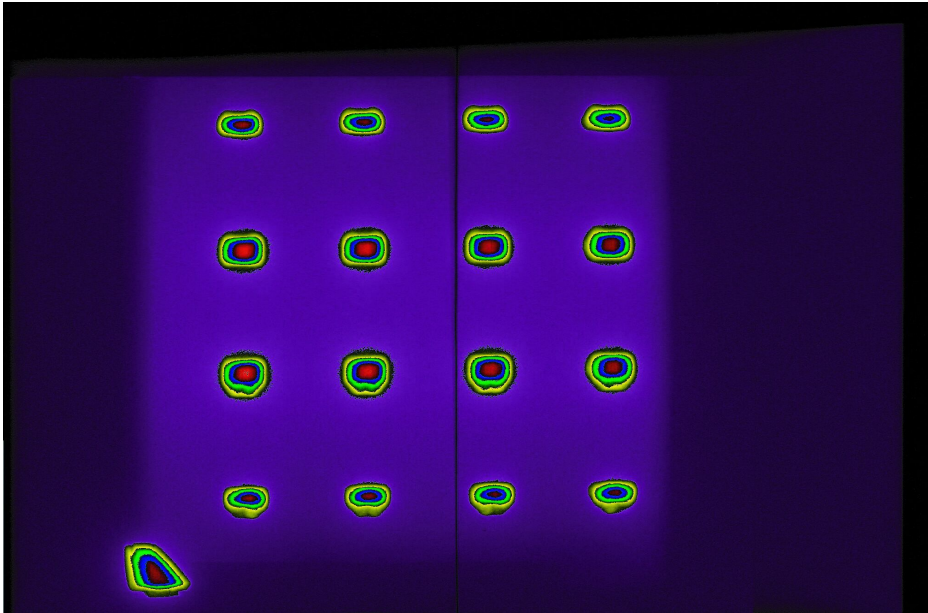


Abbildung 3.7: Lochkameraaufnahme der Quelle. Im unteren Teil
des Quellenbildes lassen sich die leichten Einflüsse des *Lohengrin*-
Schlittens erkennen. Der Rest des Strahles ist davon nicht betroffen.
An der hellen Ecke am unteren Rand wurde der Strahl nicht durch
das Cadmiumblech abgeschirmt.

Für eine weitere Strahlcharakterisierung ist die Bestimmung der Homoge-
nität des Strahles notwendig. Für diese Messung wird eine Aufnahme der
Quelle mit Hilfe einer Lochkamera gemacht. Als Lochkamera dient ein 1 mm
dickes Cadmiumblech, in dem sich 16 Löcher mit einem Durchmesser von
5 mm in einem Abstand von 50 mm befinden. Als Detektor dient wie auch in
Abschnitt 3.2 eine 1.5 mm Kupferplatte, die in einem Abstand von 129 cm ein
Bild des Cadmiumbleches aufnimmt. Der Abstand zwischen Cadmiumblech
und der limitierenden Borblende am Ausgang des Strahlrohres (siehe Abbil-
dung 3.1) beträgt 560 cm. Abbildung 3.7 zeigt das erhaltene Bild der Quelle.
Bei einigen der Bilder lassen sich im unteren Teil die leichten Einflüsse des
Lohengrin-Schlittens erkennen. Der Rest des Strahles ist davon aber nicht
betroffen.

3.4 Flussmessung

Mit Hilfe des horizontalen und vertikalen Intensitätsprofils der Lochkameraaufnahme ergibt sich eine homogene Strahlfläche von $17 \times 12 \text{ cm}^2$ ($B \times H$), in der die Intensität um maximal 10% abnimmt (siehe Abbildung 3.8). Die

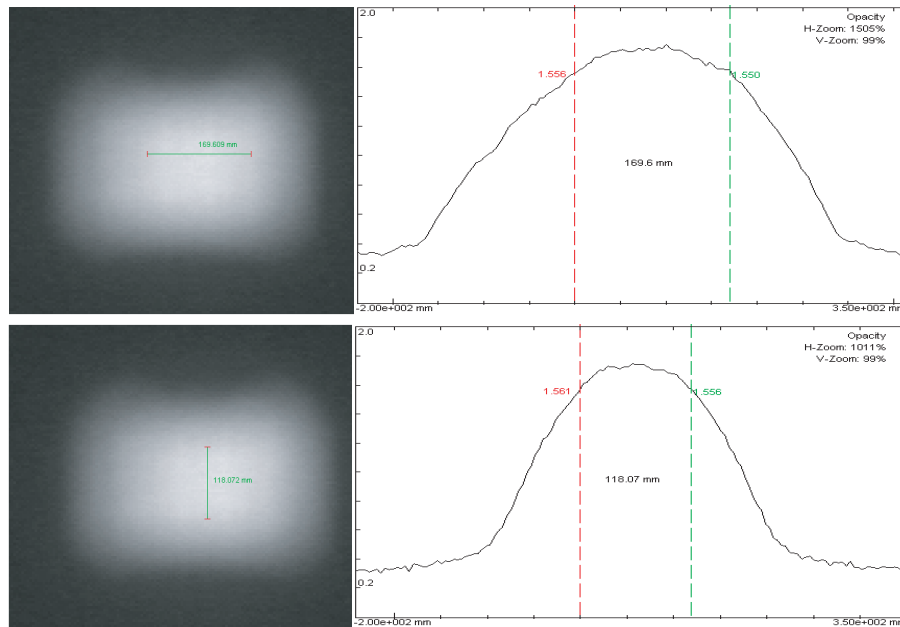
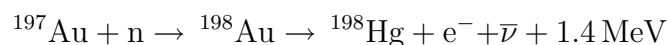


Abbildung 3.8: Homogenität der Quelle. Mit Hilfe des Intensitätsprofils der Quelle, aufgenommen durch eine Lochkamera, ergibt sich eine Strahlfläche von $17 \times 12 \text{ cm}^2$ ($B \times H$), innerhalb der die Intensität um maximal 10% abnimmt.

maximale Fläche des Strahles wird in horizontaler Richtung durch die Größe des verwendeten Strahlrohres und in vertikaler Richtung durch den Schlitten von *Lohengrin* vorgegeben.

3.4 Flussmessung

Zur Bestimmung des Flusses wurde eine Aktivierungsmessung mit Gold durchgeführt. Gold hat einen relativ hohen Absorptionsquerschnitt von 98.7 barn und wird dadurch aktiviert. Die Intensität der bei



entstehenden γ -Strahlung wird in einem γ -Spektrometer gemessen. Daraus kann mit der bekannten Lebensdauer die Aktivität des Goldes direkt nach der Bestrahlung berechnet werden. Zur Bestimmung des Flusses wurden auf einer Aluplatte 16 Goldfolien verteilt angebracht (siehe Abbildung 3.9).

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

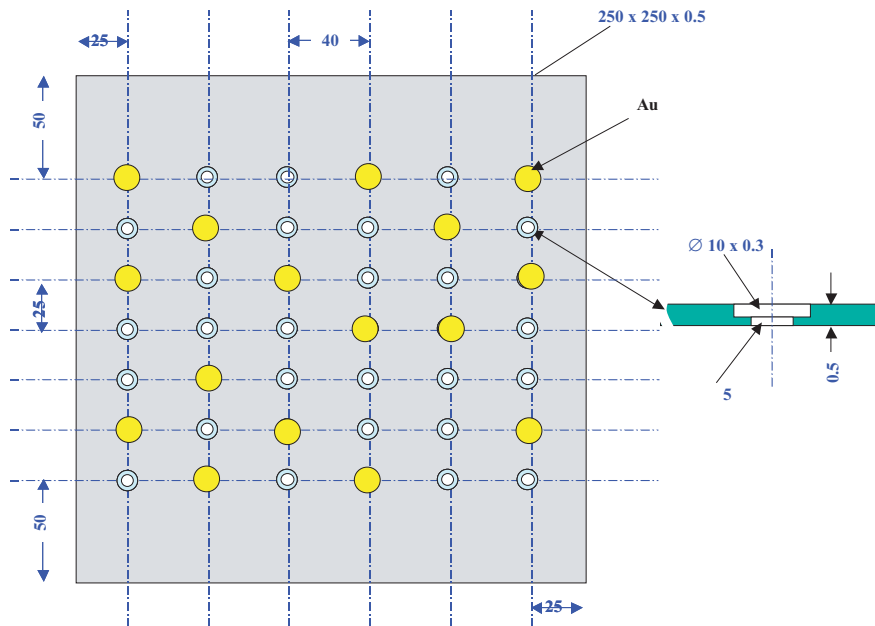


Abbildung 3.9: Messung des Flusses durch Goldfolienaktivierung. 16 Goldfolien wurden über die Strahlfläche verteilt, um möglichst die gesamte Strahlfläche auszumessen.

Die Aktivierungsmessung ergab einen Neutronenfluss von $3 \cdot 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, gemittelt über die 5 Werte, die im Zentrum des Strahls lagen (Abbildung 3.10).

3.4 Flussmessung

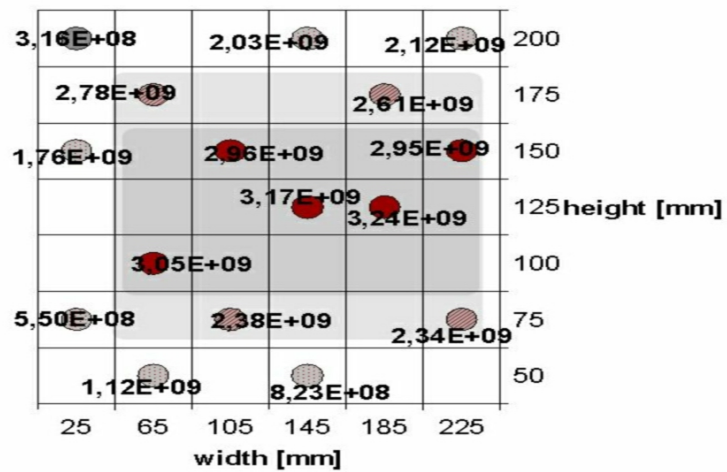


Abbildung 3.10: Homogenität des Flusses. Die dunkelgraue Fläche deutet einen Fluss mit über 95% der maximalen Intensität an, die hellgraue Fläche einen Fluss zwischen 85% und 95%. Die Strahlfläche mit nahezu konstantem Fluss ($\Delta I/I < 10\%$) beträgt etwa $17 \times 12 \text{ cm}^2$ ($B \times H$).

3.5 Blendensystem

Durch die vorhandene Divergenz des Strahls ist bei mittelgroßen Objekten (etwa 10 cm Durchmesser) ein Auflösungsvermögen von 0.6 mm möglich. Für statische Aufnahmen bei denen die Belichtungszeit keine Rolle spielt, ist es von Vorteil, die in diesen Objekten vorhandenen Strukturen bei einer etwas besseren Ortsauflösung zu betrachten. Dazu wurde zwischen Hauptstrahlshutter und Notfallshutter (Abbildung 3.1) von B. Schillinger und N.Kardjilov, beide TU München, eine Blende mit variablen Blendenöffnungen installiert (siehe Abbildung 3.11). Die Blende musste so konstruiert wer-

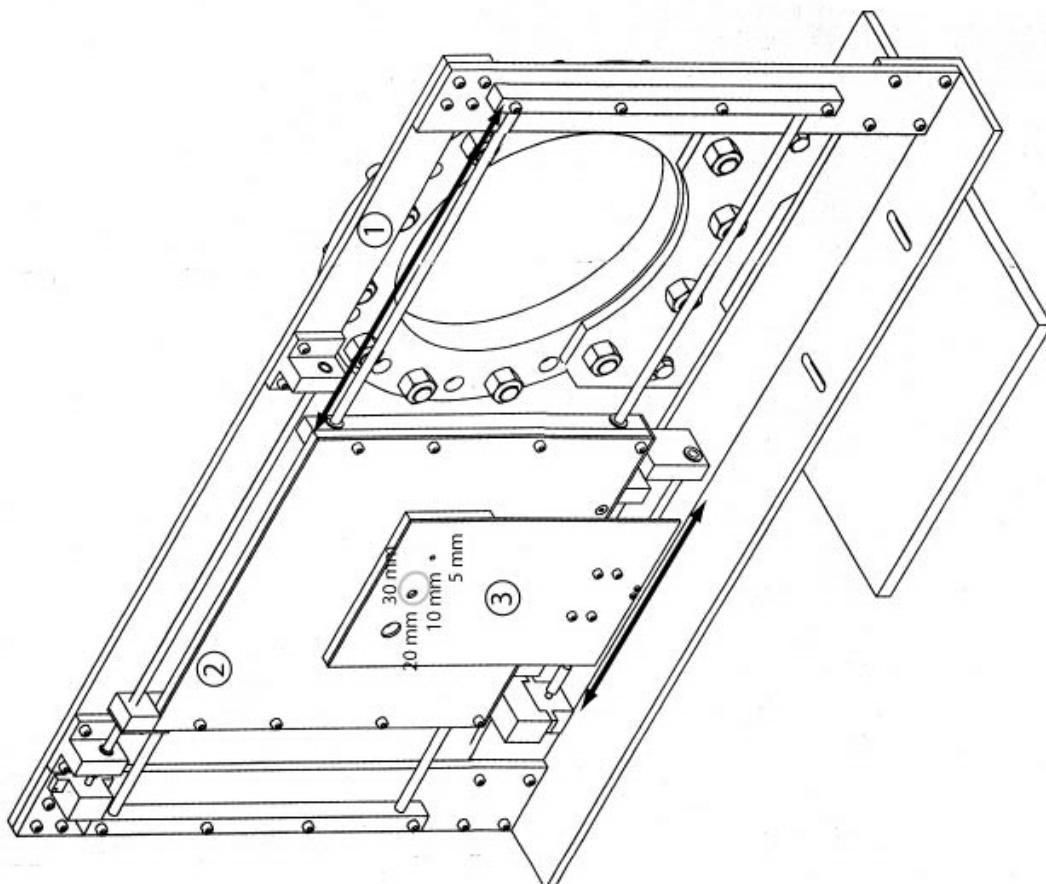


Abbildung 3.11: Zeichnung des Blendensystems. In den Strahl kann eine Blende mit variablen Blendenöffnungen (20 mm, 10 mm, 5 mm) zur Verbesserung der Strahldivergenz eingebracht werden [Schi03].

den, dass die Blendenöffnungen während dem Reaktorbetrieb variiert werden können und dass außerdem eine Messung ohne Einschränkung durch die Blende möglich ist. Dazu ist die Blende aus drei Hauptkomponenten aufgebaut.

3.6 Vergleich mit anderen bestehenden Tomografiestationen

Teil 1 ist das Grundgestell der Blende. Die runde Öffnung hat einen Durchmesser von 30 cm und ist am Ende des Strahlrohres fest installiert, so dass die Fläche des Strahls nicht beeinflusst wird (siehe Abbildung 3.1). Teil 2 besteht aus einer $10 \times 10 \times 0.4 \text{ cm}^3$ ($H \times B \times T$) Aluminiumplatte auf die eine 1 cm starke Borcarbid(B_4C)-Platte geschraubt wurde. Im Zentrum von Teil 2 befindet sich eine Öffnung von 3 cm Durchmesser, die nur noch einen Neutronenstrahl dieser Breite hindurch lässt. Die restlichen Neutronen werden durch das Borcarbid absorbiert. Dieser so reduzierte Strahl kann durch den Teil 3 des Blendensystems noch einmal reduziert werden. Ähnlich wie Teil 2 besteht dieser wieder aus einer Aluminiumplatte ($8 \times 5 \times 0.4 \text{ cm}^3$ ($H \times B \times T$)), auf die eine 1 cm starke Borcarbid-Platte befestigt wurde. Diesmal stehen aber drei anstatt einer Blende zur Auswahl. Die Blendendurchmesser sind 0.5 cm, 1 cm und 2 cm. Eingestellt werden die verschiedenen Blendengrößen mit Hilfe von Schrittmotoren. Ein Schrittmotor schiebt den Teil 2 zusammen mit Teil 3 in den Strahl. Anschließend kann mit einem weiteren Schrittmotor Teil 2 alleine verschoben werden und so die richtige Blende gewählt werden.

Der Abstand zwischen Blende und Probe beträgt 430 cm. Bei einer Blendenöffnung von 2 cm hat das L/D-Verhältnis einen Wert von 215 (Divergenz 4.65 mrad), was in einer Entfernung von 10 cm einer Auflösung von $465 \mu\text{m}$ entspricht. Der Strahldurchmesser bei dieser Blende ist etwa 6 cm (siehe Abbildung 3.12). Entsprechend ergibt sich als Divergenz 2.33 mrad (Blendenöffnung 1 cm) und 1.16 mrad (Blendenöffnung 0.5 cm). Der Strahldurchmesser ist dann etwa 3 cm bzw. 1.5 cm. Bei den kleineren Blendenöffnungen wird damit die Strahlfläche so gering, dass sie nur für kleine Objekte verwendet werden.

3.6 Vergleich mit anderen bestehenden Tomografiestationen

Um die Eigenschaften der neuen Tomografiestation besser einordnen zu können, wird in Tabelle 3.1 ein Vergleich mit anderen bestehenden Stationen durchgeführt.

Am Paul-Scherer-Institut befindet sich die Station mit der besten Ortsauflösung (L/D-Verhältnis) [PSI]. Der dort vorhandene Fluss lässt allerdings nur Aufnahmen mit Belichtungszeiten von 10 bis 60 Sekunden zu. Damit ist diese Station am besten geeignet für hochaufgelöste statische Tomografie.

Eine weitere Tomografiestation mit hohem Fluss befindet sich am KFKI in Budapest. Die Ortsauflösung entspricht derjenigen am ILL, der Fluss ist allerdings um einen Faktor 30 geringer. Außerdem ist die vorhandene Strahlfläche etwas kleiner.

Die aufgeführten Daten zeigen, dass die Vorteile der Tomografiestation am

3 Die Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9

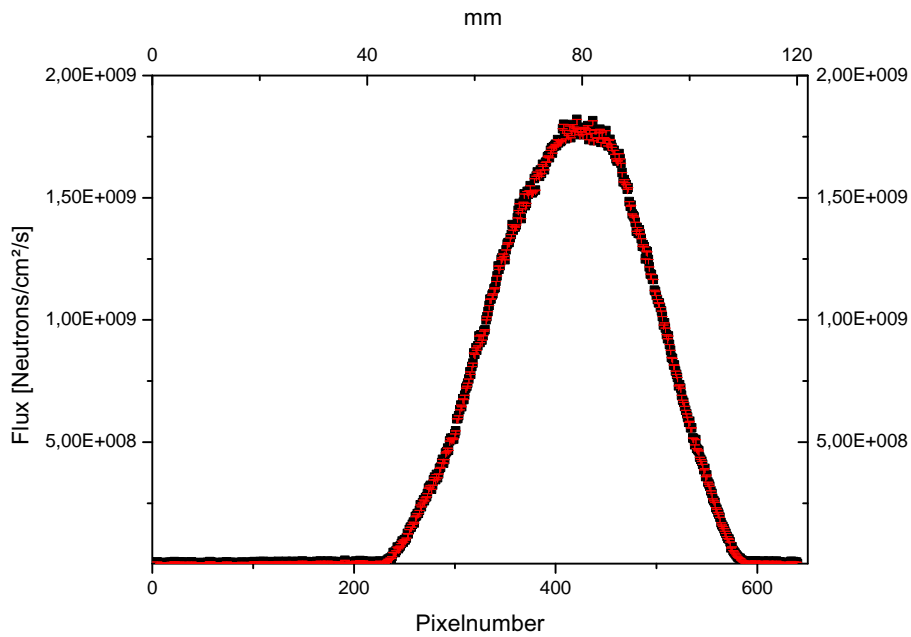


Abbildung 3.12: Aufnahme des Strahlprofils der 20 mm Blende. Die Aufnahme wurde mit der Kamera der Tomografiestation gemacht.

| | PSI | KFKI | ILL |
|--|----------------|----------------|----------------|
| L/D | 550 | 170 | 165 |
| Fluss [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] | $3 \cdot 10^6$ | $1 \cdot 10^8$ | $3 \cdot 10^9$ |
| max. Strahlfäche [cm^2] | 30×30 | 10×10 | 20×15 |
| typ. Belichtungszeit/Bild | 10 - 60 s | 40 ms | 2 ms |

Tabelle 3.1: Vergleich der Tomografiestation am ILL mit anderen bestehenden Stationen. In dieser Tabelle werden die für die Tomografie wichtigsten Eigenschaften an verschiedenen Stationen miteinander verglichen. Die Daten der Stationen am PSI und KFKI stammen aus [Leh00]

ILL bei kurzen Belichtungszeiten liegen, da diese mit keiner anderen Station möglich sind.

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

Das angestrebte Ziel dieser Tomografiestation ist es, in Echtzeit die Rekonstruktion eines dreidimensionalen Objektes zu erstellen. Mit dem vorhandenen Neutronenstrahl ist es möglich, die Daten für diese Rekonstruktion in wenigen Sekunden zu erhalten. Der Idealfall wäre, wenn während der Aufnahme schon die Rekonstruktion durchgeführt werden könnte. Aus diesem Grund werden immer wieder neue Verfahren entwickelt, um diesen Prozess zu beschleunigen. In diesem Kapitel wird ein solches algebraisches Verfahren vorgestellt und mit der Standardmethode, der gefilterten Rückprojektion, verglichen.

4.1 Prinzip der Tomografie

Das Ziel der Tomografie ist es, ein dreidimensionales Bild der Verteilung von Schwächungskoeffizienten in einem beliebigen Objekt darzustellen.

Die Grundlage zur Lösung dieses Problems liegt in der Radontransformation [Rad17]

$$\begin{aligned}\lambda(\theta, b) &= \int_S f(x, y) ds \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - b) dx dy, \\ \text{mit } s &= -x \sin \theta + y \cos \theta.\end{aligned}$$

Diese Transformation beschreibt allgemein die Projektion $\lambda(\theta, b)$ eines zweidimensionalen Objekts $f(x, y)$ auf eine Gerade senkrecht zur Projektionsrichtung S . θ bezeichnet dabei den Winkel zwischen x-Achse und der Normalen \tilde{n} von S (siehe Abbildung 4.1). Eine Erweiterung dieser Gleichung auf ein 3-dimensionales Objekt führt zu einer Transformation der Koordinaten (x, y, z) nach (θ, b, z) .

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

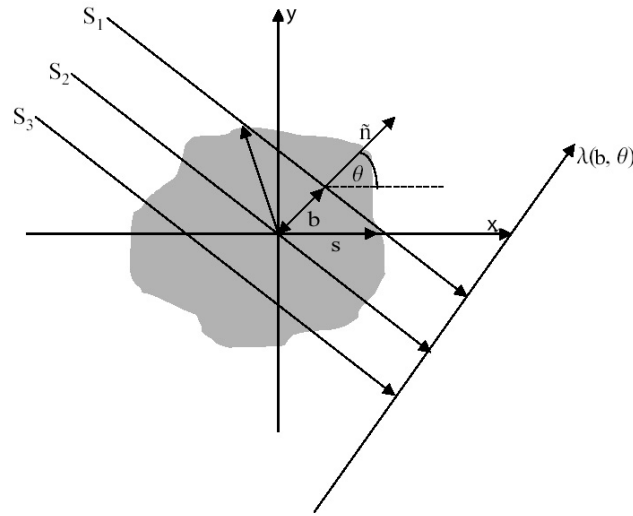


Abbildung 4.1: Skizze zur Radontransformation.

In unserem Fall wird $\lambda(\theta, b)$ durch eine Messung über

$$\lambda(\theta, b) = -\ln \frac{I(\theta, b)}{O(b)} \quad (4.1)$$

bestimmt. $I(\theta, b)$ ist dabei die gemessene Intensitätsverteilung der Radiografie unter einem Drehwinkel θ und $O(b)$ eine Aufnahme des Strahls ohne das Objekt. Damit ergibt sich mit Gleichung 2.4

$$\lambda(\theta, b) = \int_S \mu(x, y) ds, \quad (4.2)$$

wobei $\mu(x, y)$ für den Schwächungskoeffizienten steht.

4.2 Gefilterte Rückprojektion

Die Rekonstruktion mit Hilfe der gefilterten Rückprojektion basiert auf einer Rekonstruktion der Objektdaten durch Fouriertransformationen. Da am Ende des Kapitels ein Vergleich zwischen den beiden Verfahren durchgeführt wird, werden kurz die Grundlagen der Algorithmen vorgestellt.

4.2.1 Fourierscheibentheorem

Gleichung 4.2 bedeutet, dass durch diese Projektion Informationen über $\mu(x, y)$ entlang des Weges S verloren gehen. Bildet man allerdings die Fourier-

Transformierte der Projektion (siehe [Kak88])

$$\begin{aligned}\hat{\lambda}(\theta, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\theta, b) e^{-2\pi i \omega b} db \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_S \mu(x, y) ds \right] e^{-2\pi i \omega b} db\end{aligned}$$

sowie die zweidimensionale Fourier-Transformierte der Schwächungskoeffizienten

$$S(u, v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-2\pi i (ux+vy)} dx dy,$$

folgt damit durch Vergleich der beiden Formeln und

$$\begin{aligned}u &= \omega \cos \theta \\ v &= \omega \sin \theta \\ du dv &= \omega d\omega d\theta,\end{aligned}$$

das sogenannte Fourierscheibentheorem

$$\hat{\lambda}(\theta, \omega) = S(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) \equiv S(\theta, \omega). \quad (4.3)$$

Mit einer zweidimensionalen Fourier-Rücktransformation von $\hat{\lambda}(\theta, \omega)$ ist es bei unendlich vielen Projektionen somit möglich, durch

$$\begin{aligned}\mu(x, y) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} S(\theta, \omega) e^{2\pi i \omega b} \omega d\omega d\theta \\ &\stackrel{4.3}{=} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{\lambda}(\theta, \omega) e^{2\pi i \omega b} \omega d\omega d\theta,\end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\text{mit } b = x \cos \theta + y \sin \theta$$

die gesamte Information über $\mu(x, y)$ zurückzugewinnen.

4.2.2 Gefilterte Projektion

Da $\hat{\lambda}(\theta + \pi, \omega) \equiv \hat{\lambda}(\theta, -\omega)$ wird aus Gleichung 4.4

$$\begin{aligned}\mu(x, y) &= \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \hat{\lambda}(\theta, \omega) e^{2\pi i \omega b} |\omega| d\omega \right] d\theta \\ &\equiv \int_0^{\pi} Q_{\theta}(b) d\theta.\end{aligned} \quad (4.5)$$

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

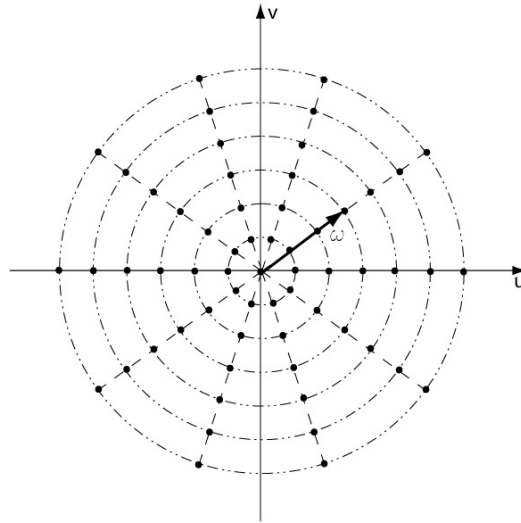


Abbildung 4.2: Dichte der Messpunkte im Fourierraum.

Wäre der Faktor $|\omega|$ in dieser Formel nicht vorhanden, würden kleinere Frequenzen in der Rücktransformation stärker gewichtet als höhere. Dies wird deutlich in Abbildung 4.2. Die Dichte der Messpunkte nimmt mit steigender Frequenz linear ab, $|\omega|$ wirkt also als Filter. Aus diesem Grund wird

$$Q_\theta(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\lambda}(\theta, \omega) e^{2\pi i \omega b} |\omega| d\omega$$

als gefilterte Projektion und dementsprechend Gleichung 4.5 als gefilterte Rückprojektion bezeichnet.

4.2.3 Filter

Beim Übergang zum diskreten Fall der gefilterten Rückprojektion muss die Gewichtung der Frequenzen erneut beachtet werden. Durch P Projektionen wird der Frequenzraum in P Segmente, mit jeweils einer Fläche A unterteilt (siehe Abbildung 4.3, Bild 1)

$$A = \frac{2\pi|\omega|}{P}.$$

Damit die gemessenen Daten (Abbildung 4.3, Bild 2) dies widerspiegeln, wird die Radontransformation der Radiografie mit dem Filter A multipliziert (Bild 3).

Da diese Gewichtung der höheren Frequenzen im Fourierraum gleichbedeutend ist mit einer Verstärkung von kleinen Strukturen, wird damit auch das

4.3 Analytischer Rekonstruktionsalgorithmus



Abbildung 4.3: Gewichtung der Bilddaten durch Verwendung eines Filters. Bild 1 ist die ideale Situation, wohingegen Bild 2 die Messung darstellt. In Bild 3 wurden die Messdaten durch einen Filter an die ideale Situation angepasst. Quelle:[Kak88]

Rauschen eines Bildes verstärkt. Deswegen werden in der Praxis andere Filter verwendet, die einen Kompromiss zwischen Bildschärfe und Rauschunterdrückung bilden. Beispiele für diese Filter, sowie eine Diskretisierung der gefilterten Rückprojektion werden ausführlich in [Kak88] oder [Bil01] behandelt.

4.3 Analytischer Rekonstruktionsalgorithmus

Dieser Rekonstruktionsalgorithmus basiert auf einen Vorschlag von Klug und Crowther [Klu72]. Die Idee dieses Algorithmus ist, die gefilterte Rückprojektion durch die Lösung eines linearen Gleichungssystemes zu ersetzen.

Um dieses Gleichungssystem aufzustellen, wird eine horizontale Maske mit n Gitterpunkten über das Objekt gelegt. Bei der Verwendung einer runden Maske, entspricht deren Durchmesser der maximalen Breite des Objektes. Alle Punkte, die außerhalb dieses Kreises liegen, werden auf 0 gesetzt, alle anderen mit 1 belegt. Abbildung 4.4 ist ein Beispiel für solch eine Maske.

Die Zahlen 1, 2, usw. bezeichnen dabei die Gitterpunkte der Maske, A_0 , B_0 , usw. die Pixel des Detektors. Am unteren Rand des Bildes befindet sich eine Darstellung des invertierten Intensitätsverlaufs entlang der Detektorzeile. Die Schwächungskoeffizienten der Gitterpunkte lassen sich zu einem Vektor \mathbf{f}

$$\mathbf{f} = (\mu_{i=1}, \mu_{i=2}, \mu_{i=3}, \dots, \mu_n)^T$$

zusammenfassen, wobei μ_i für den Abschwächungskoeffizienten am Gitterplatz i steht. Zur Abschwächung der Strahlintensität am Punkt A_0 trägt nur der Abschwächungskoeffizient am Gitterpunkt 1 bei, bei Punkt B_0 sind es die Gitterpunkte 2 bis 8, usw. Algebraisch lässt sich dies schreiben als

$$\begin{aligned} \mathbf{h} \cdot \mathbf{f} &= x \\ \text{mit } \mathbf{h} &= (1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \dots) \text{ für } x = A_0 \\ \mathbf{h} &= (0, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 0, 0, \dots) \text{ für } x = B_0 \\ &\vdots \end{aligned}$$

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

Dies ergibt die gemessene Intensitätsverteilung der Pixel für $\theta = 0^\circ$. Für die anderen Projektionen werden die Vektoren \mathbf{h} analog erstellt.

Das damit gewonnene Gleichungssystem lässt sich in eine Matrixform

$$H\mathbf{f} = \mathbf{g} \quad (4.6)$$

bringen, wobei H eine Matrix ist, in der alle Vektoren \mathbf{h} sämtlicher Pixelwerte der m Projektionen untereinander geschrieben werden. \mathbf{g} ist ein Vektor, der die entsprechenden gemessenen Pixelwerte enthält

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \mathbf{h}_{A0} \\ \mathbf{h}_{B0} \\ \vdots \\ \mathbf{h}_{A1} \\ \mathbf{h}_{B1} \\ \vdots \\ \mathbf{h}_{A(m-1)} \\ \mathbf{h}_{B(m-1)} \\ \vdots \\ \mathbf{h}_{Q(m-1)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g} = \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \\ \vdots \\ A_1 \\ B_1 \\ \vdots \\ A_{m-1} \\ B_{m-1} \\ \vdots \\ Q_{m-1} \end{pmatrix}.$$

Wie in Bild 1b der Abbildung 4.4 erkennbar ist, stimmen die Gitterpunkte (eckig dargestellt) nicht mehr mit den Abtastpunkten (rund dargestellt) überein. Da die Gitterpunkte nur mit 1 oder 0 belegt sind, kommt es dadurch zu einer zu groben Gewichtung. Ein Gitterpunkt, der nur gestreift wird, würde danach genau so viel zur Absorption beitragen wie ein Punkt, der ganz durchquert wird.

Eine Möglichkeit, diese Fehlgewichtung zu beseitigen ist, die Gitterpunkte mit einer Gaussfunktion zu falten (siehe Abbildung 4.5, Bild 2a). Bei der Aufsummierung der Beiträge der einzelnen Abtastpunkte werden jeweils die nächsten Gitterpunkte berücksichtigt und tragen entsprechend ihrer, durch eine Interpolation der Gaussfunktion, errechneten Werte bei.

Gleichung 4.6 ist somit eine algebraische Darstellung der Radontransformierten des zu rekonstruierenden Objektes. Wäre H invertierbar, könnte die gesuchte Dichteverteilung \mathbf{f} durch eine Matrixinversion über $\mathbf{f} = H^{-1}\mathbf{g}$ berechnet werden. Allerdings ist H sehr breit (Anzahl der Gitterpunkte) und im Vergleich dazu nicht sehr hoch (Anzahl der betrachteten Detektorpixel). Die Matrixinversion lässt sich umgehen, indem Gleichung 4.6 mit H^T multipliziert wird

$$H^T H \mathbf{f} = H^T \mathbf{g}. \quad (4.7)$$

Dadurch wird das Problem zwar immer noch nicht invertierbar, $H^T H$ ist aber eine symmetrische Matrix und lässt sich daher mit

$$H^T H = V^T \Lambda V$$

4.3 Analytischer Rekonstruktionsalgorithmus

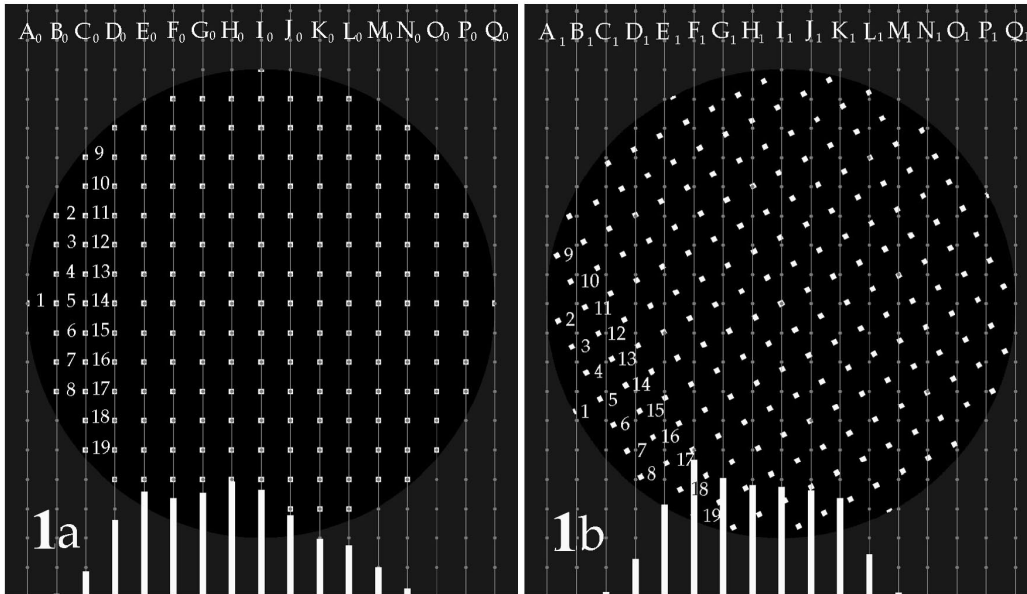


Abbildung 4.4: Punktmaske zur Beschreibung des Rekonstruktionsvolumens. Jedes Pixel des Objektes wird durch einen Punkt der Maske dargestellt (Bild 1a). Bei einer Drehung des Objektes (Bild 1b) stimmen die Gitterpunkte (eckig dargestellt) nicht mehr mit den Abtastpunkten (rund dargestellt) überein. Quelle: [Schr02]

diagonalisieren. Die Spalten der Matrix V sind die Eigenvektoren von $H^T H$, Λ ist eine Diagonalmatrix auf deren Diagonalen die Eigenwerte λ von $H^T H$, entsprechend zu den Eigenvektoren in V , stehen. Gleichung 4.7 geht damit über in

$$\begin{aligned} V^T \Lambda V \mathbf{f} &= H^T \mathbf{g} \\ \Leftrightarrow \Lambda V \mathbf{f} &= V H^T \mathbf{g}. \end{aligned}$$

Die weitere Vorgehensweise wird bei einer Betrachtung der Gleichung in Komponentenschreibweise deutlich

$$\begin{aligned} \lambda_i (V \mathbf{f})_i &= (V H^T \mathbf{g})_i \\ \Leftrightarrow (V \mathbf{f})_i &= \frac{1}{\lambda_i} (V H^T \mathbf{g})_i. \end{aligned}$$

Mit

$$\mathbf{f} = V^T (V \mathbf{f})$$

ist die Rekonstruktion von $\mathbf{f} \equiv \mu(x, y)$ schließlich abgeschlossen.

Anders als bei der gefilterten Rückprojektion muss nicht mit einem Filter

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

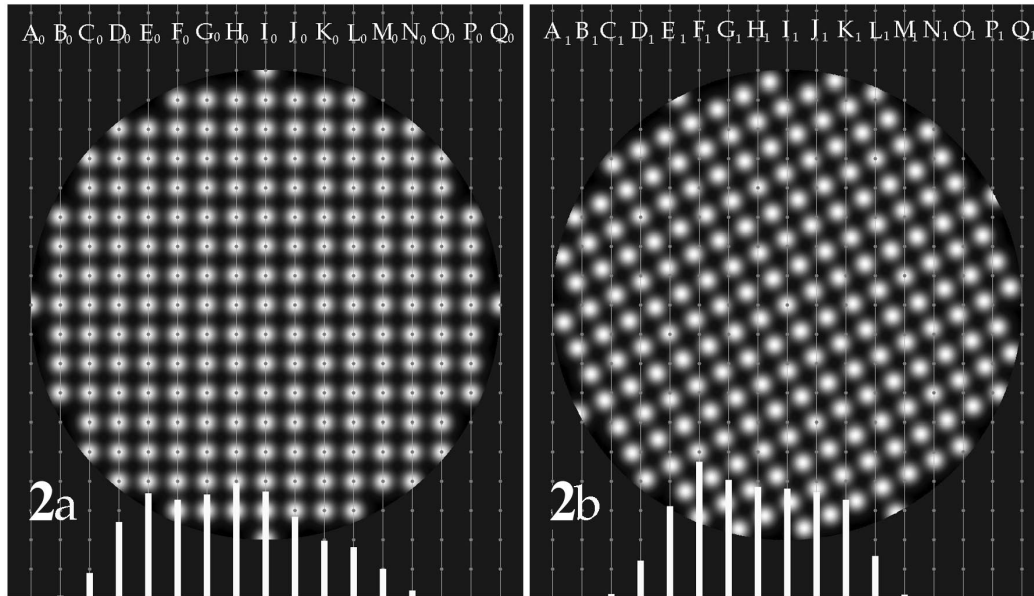


Abbildung 4.5: Maske nach der Faltung mit einer Gaussfunktion. Die Pixel der Maske werden durch eine Gaussverteilung dargestellt (Bild 2a). Dadurch erhält bei einer Drehung jeder Abtastpunkt einen definierten Wert durch Berücksichtigung der benachbarten Gitterpunkte (Bild 2b). Quelle: [Schr02]

gearbeitet werden. Zu beachten ist aber, dass kleine Eigenwerte kleine Strukturen, also auch Rauschen, bedeuten. Deswegen muss auch hier wieder ein Kompromiss zwischen Bildschärfe und Rauschunterdrückung getroffen werden. Dies bedeutet, dass nicht alle möglichen Eigenwerte zur Rekonstruktion verwendet werden, sondern nur eine begrenzte Anzahl.

4.4 Anzahl der benötigten Projektionen

In der Praxis ist die erreichbare Auflösung beschränkt durch die Divergenz des Strahls und das Auflösungsvermögen des Detektors. Durch die kleinste mögliche Auflösung im Ortsraum ist eine obere Grenzfrequenz ν_{max} (Nyquistfrequenz) im Frequenzraum gegeben, die durch

$$\nu_{max} = \frac{1}{2T} \quad (4.8)$$

bestimmt wird, wobei T der Abstand zwischen zwei parallelen Strahlen im Ortsraum ist. T entspricht damit der Größe eines Pixels.

Eine Darstellung der Auflösung im Fourierraum zeigt Abbildung 4.6. Der Radius des äußeren Kreises entspricht der Nyquistfrequenz ν_{max} . Bei einer

4.4 Anzahl der benötigten Projektionen

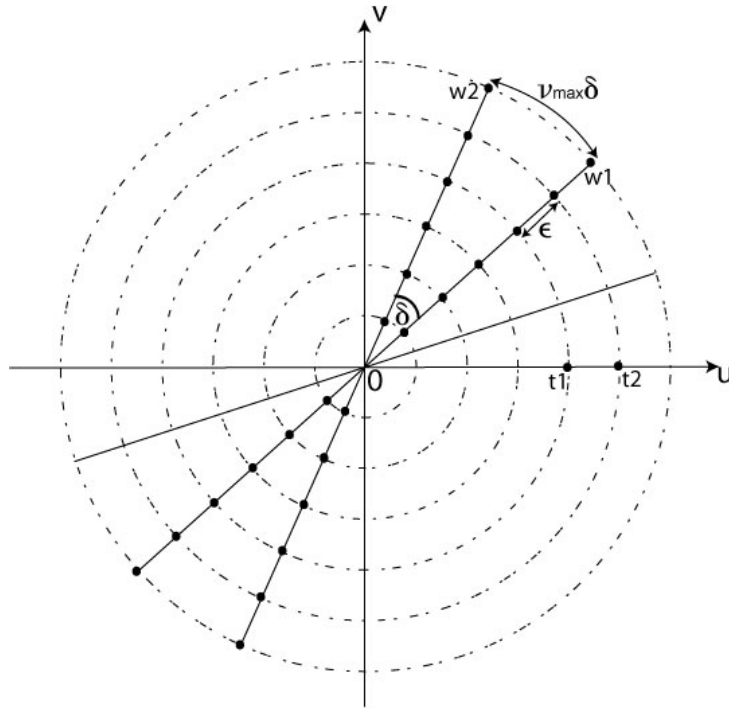


Abbildung 4.6: Darstellung der Auflösung im Fourierraum.

Anzahl von P aufgenommenen Radiografien wird dieser Kreis in P Segmente unterteilt. Der Öffnungswinkel δ dieser Segmente ist damit

$$\delta = \frac{\pi}{P},$$

woraus sich der maximale azimuthale Abstand

$$d = \nu_{max} \cdot \delta$$

zwischen zwei benachbarten Punkten w_1 und w_2 auf dem äußersten Kreisbogen ergibt. Der kleinste Abstand ϵ zwischen zwei benachbarten Punkten t_1 und t_2 auf einem radialen Strahl ergibt sich bei N Messungen (Durchmesser des Objektes in Pixel) zu

$$\epsilon = \frac{2\nu_{max}}{N} \stackrel{4.8}{=} \frac{1}{TN}.$$

Diese Größe ist durch die Pixelgröße des Detektors vorgegeben und limitiert die Auflösung. Der minimale Abstand d auf dem Kreisbogen kann durch die Anzahl der Projektionen verändert werden und sollte deswegen kleiner als ϵ sein. Daraus folgt

$$\frac{1}{TN} > \frac{1}{2T} \frac{\pi}{P}$$

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

und damit für die Anzahl P der Projektionen

$$P > N \frac{\pi}{2}. \quad (4.9)$$

4.5 Vergleich der Algorithmen

4.5.1 Untersuchung des Auflösungsvermögens der Algorithmen

Um die Auflösung der vorgestellten Algorithmen qualitativ vergleichen zu können, wurden beide an einem Modell getestet. Für dieses Modell wurde die Radiografie eines Würfels mit einer Kantenlänge von 35 Pixeln und einer Dichte von $\mu = 1 \text{ Pixel}^{-1}$ simuliert. Nicht beachtet wurde dabei die Divergenz des Strahls und das Rauschen der Aufnahme.

Eine Möglichkeit die rekonstruierten Bilder zu vergleichen, ist die Berechnung der *Fourier Ring Correlation* (FRC) [Fra96]

$$\text{FRC}(k, \Delta k) = \frac{\text{Re} \left| \sum_{[k, \Delta k]} F_1(\mathbf{k}) F_2^*(\mathbf{k}) \right|}{\left| \sum_{[k, \Delta k]} |F_1(\mathbf{k})|^2 \sum_{[k, \Delta k]} |F_2(\mathbf{k})|^2 \right|^{1/2}}. \quad (4.10)$$

$F_1(\mathbf{k})$ bezeichnet die Fouriertransformierte des Referenzbildes, $F_2(\mathbf{k})$ die Fouriertransformierte des zu vergleichenden Bildes. Die Fouriertransformation wird entlang eines Ringes mit Radius k und Dicke Δk berechnet.

Um ein Gefühl über die Aussage der FRC zu bekommen, hilft ein Vergleich der Gleichung 4.10 mit

$$\frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}}{|\mathbf{a}| |\mathbf{b}|} = \cos \alpha,$$

wobei α der Winkel zwischen den Vektoren \mathbf{a} und \mathbf{b} ist. Der Wert der FRC gibt also einen Korrelationswinkel zwischen den beiden Bildern an. Für einen Winkel größer als 90° besteht keine Korrelation mehr und es kann keine Aussage über die Gemeinsamkeiten getroffen werden.

Mit Hilfe der FRC kann die Aussage der Gleichung 4.9 überprüft werden. Danach benötigt man mindestens 55 Projektionen, um das Modell ohne Artefakte rekonstruieren zu können. Eine größere Anzahl von Projektionen würde an der Qualität der Rekonstruktion nichts ändern.

Die in Abbildung 4.7 gezeigten Graphen stellen die FRCs der gefilterten Rückprojektionen für 15, 60 und 180 Projektionen im Vergleich zu den Modelldaten dar. Zur besseren Anschaulichkeit wurden die Werte der FRC für Korrelationswinkel größer als 90° auf 0 gesetzt, da diese keine Aussagekraft besitzen. Wie erwartet treten keine Unterschiede zwischen dem Verlauf der FRC von 60 und 180 Projektionen auf.

4.5 Vergleich der Algorithmen

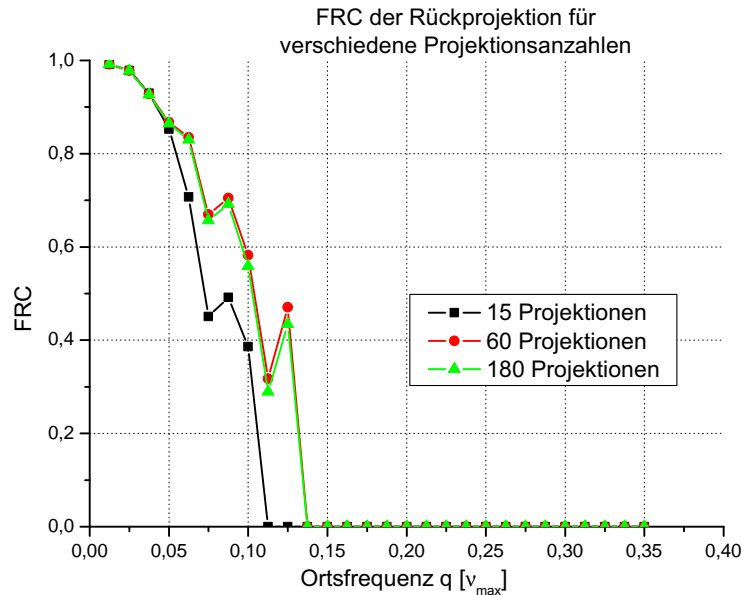


Abbildung 4.7: FRC der Rückprojektion für 15, 60 und 180 Projektionen. Für Korrelationswinkel größer als 90° wurde die FRC zur besseren Anschaulichkeit auf 0 gesetzt.

In Kapitel 4.3 wurde bereits erwähnt, dass beim analytischen Rekonstruktionsalgorithmus kleine Strukturen erst mit einer größeren Anzahl von Eigenwerten auftreten. Für die Erstellung der FRC in Abbildung 4.8 wurden die Modelldaten mit einer unterschiedlichen Anzahl von Eigenwerten rekonstruiert.

Bei einer Rekonstruktion mit den 100 größten Eigenwerten werden nur größte Strukturen deutlich, die Korrelation zwischen Modelldaten und Rekonstruktion bricht schon bei $0.05 \nu_{max}$ zusammen. Dies bedeutet, dass bei der Rekonstruktion des Würfels die Kanten unscharf dargestellt werden. Durch Verwendung von mehr Eigenwerten zur Rekonstruktion, können auch wesentlich kleinere Strukturen deutlich gemacht werden. So bricht für 1000 Eigenwerte die Korrelation erst bei $0.12 \nu_{max}$, bei 2000 erst bei $0.15 \nu_{max}$ zusammen.

Der Auflösungsunterschied zwischen 1000 und 2000 Eigenwerten ist allerdings nicht groß ($0.12 \nu_{max}$ zu $0.15 \nu_{max}$), so dass bei realen Bildern eine Rekonstruktion mit 1000 Eigenwerten sinnvoller ist, da dadurch das vorhandene Rauschen unterdrückt wird.

Einen direkten Vergleich zwischen den beiden Rekonstruktionsverfahren liefert Abbildung 4.9. Die Korrelation zwischen Modell und gefilterter Rekon-

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

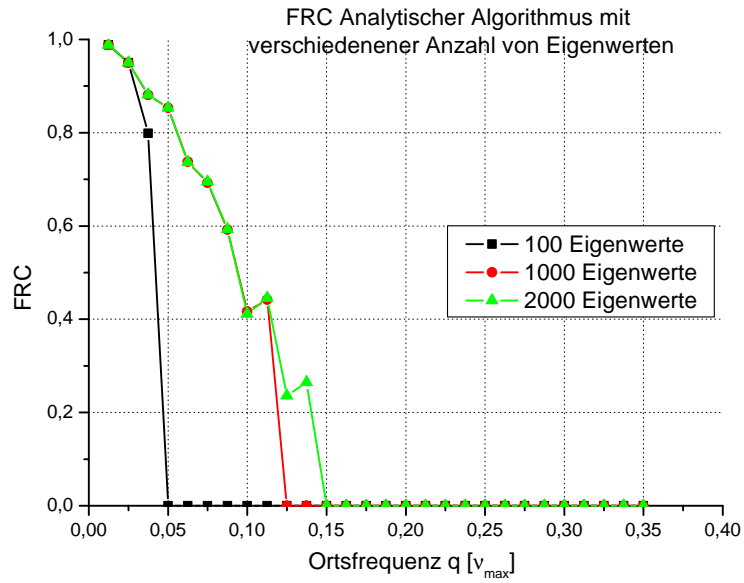


Abbildung 4.8: FRC des Analytischen Rekonstruktionsalgorithmus bei verschiedenen Eigenwerten.

struktionsalgorithmus ist fast identisch mit der zwischen Modell und analytischer Rekonstruktion. Bei der gefilterten Rückprojektion bricht die Korrelation etwas früher zusammen (bei $0.14 \nu_{max}$), als bei der analytischen Rekonstruktion ($0.15 \nu_{max}$).

4.5 Vergleich der Algorithmen

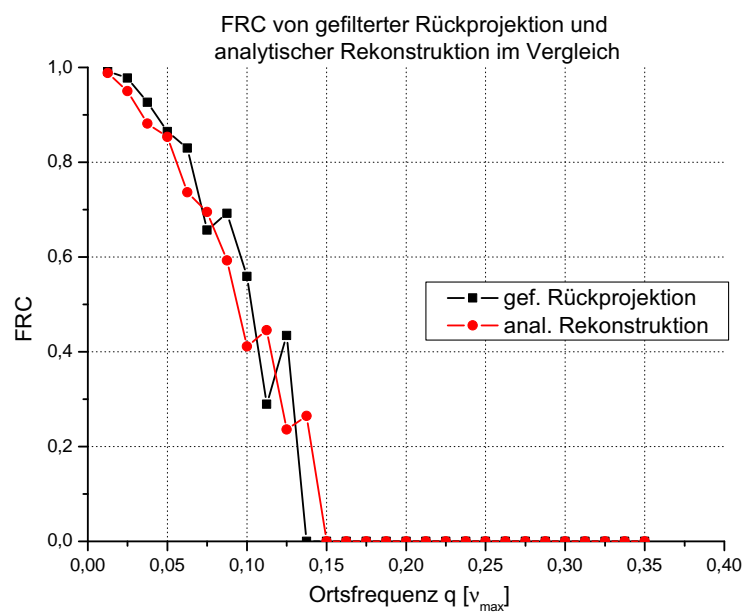


Abbildung 4.9: FRC von gefilterter Rückprojektion und analytischer Rekonstruktion im Vergleich. Die Korrelation der gefilterten Rückprojektion bricht etwas früher zusammen (bei $0.14 \nu_{max}$) als bei der analytischen Rekonstruktion (bei $0.15 \nu_{max}$).

4.5.2 Betrachtung der auftretenden Artefakte

Ein entscheidender Punkt bei der Wahl des Rekonstruktionsalgorithmus ist die artefaktfreie Darstellung des rekonstruierten Objektes.

Typische Artefakte bei der gefilterten Rückprojektion sind Streifenmuster (siehe Abbildung 4.10). Diese treten verstärkt bei starker Absorption des Strahls entlang einer Projektionslinie auf. Im linken Bild sind daher kaum Artefakte zu erkennen, während sie im rechten Bild sternförmig um die stark abschwächende Plastikschaube auftreten.

Bei der analytischen Rekonstruktion (siehe Abbildung 4.11) lassen sich die verwendeten Gitterpunkte erkennen. Mit zunehmender Anzahl von Eigenwerten nimmt der Kontrast und gleichzeitig das Rauschen zu.

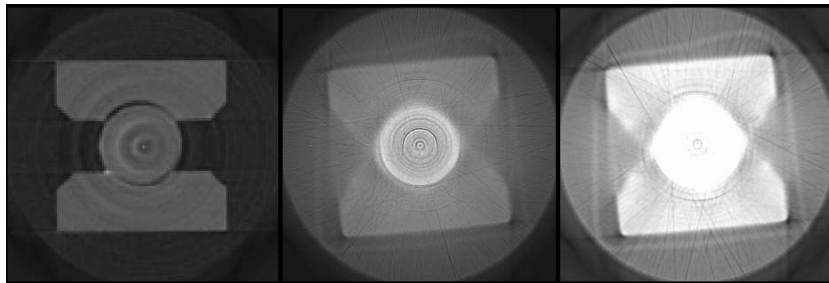


Abbildung 4.10: Typische Artefakte der gefilterten Rückprojektion. Die linke Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Rekonstruktion einer Aluminiumschraube in einem Aluminiumgehäuse. In der Mitte wurde anstatt der Aluminiumschraube eine Stahlschraube genommen. Die rechte Aufnahme zeigt eine Plastikschaube im Stahlgehäuse. Bei starker Abschwächung, rechte Aufnahme, treten Streifenartefakte auf. Die Daten wurden von M. Schneider aufgenommen [Sch01].

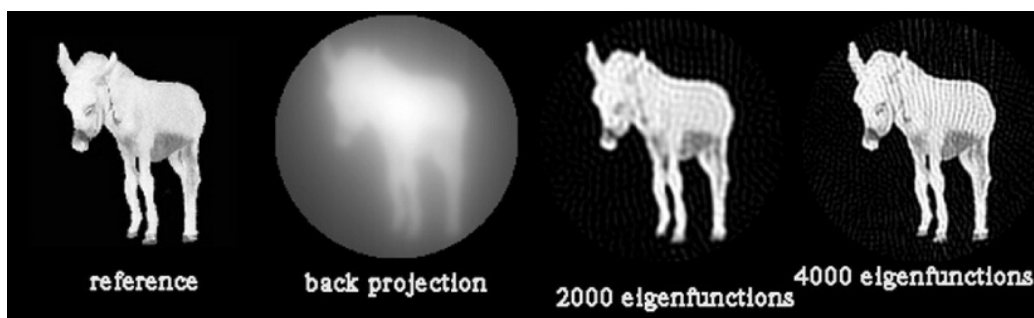


Abbildung 4.11: Artefakte der analytischen Rekonstruktion. Rekonstruktion durch R. Schröder, MPI für medizinische Forschung, Heidelberg

4.6 Fazit

Der Vorteil des analytischen Algorithmus ist, dass die Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren nur ein einziges Mal für eine Objektgröße und Geometrie der Maske durchgeführt werden muss. Dadurch wird ein Großteil der Rechenleistung schon im Voraus erbracht. Die eigentliche Rekonstruktion der Daten erfolgt dann durch Multiplikationen von Matrizen. Dies bedeutet weniger Rechenaufwand als die gefilterte Rückprojektion. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die Dauer der analytischen Rekonstruktion kürzer ist als jene der Rückprojektion.

Die Rekonstruktionen mit dem analytischen Algorithmus wurden zusammen mit dem Max-Planck-Institut für medizinische Forschung in Heidelberg durchgeführt. Da keine Qualitätsverluste gegenüber der gefilterten Rückprojektion auftreten, soll dieses Verfahren auch für die Tomografiestation eingesetzt werden. Teile des Algorithmus wurden schon implementiert und werden im Hinblick auf eine mögliche Parallelisierung weiterentwickelt.

4 Vergleich eines neuen Algorithmus mit dem Standardverfahren

5 Detektorsystem der Station

In diesem Kapitel wird der Aufbau des verwendeten Detektorsystems beschrieben. Die wichtigsten Komponenten dieses Systems sind der Neutronenkonverter zur Umwandlung der Neutronen in Photonen, sowie die CCD-Kamera zur Digitalisierung der Aufnahmen.

Da diese Kamera die Darstellung von dynamischen Prozessen erst ermöglicht, wird kurz auf das zugrunde liegende Prinzip eingegangen.

5.1 Prinzip der verwendeten CCD-Kamera

Die Entwicklung der Tomografie und Radiografie mit Neutronen ist eng verknüpft mit der Entwicklung von Digitalkameras mit CCD-Chips (CCD steht für *Charge Coupled Device*).

Je nach Verwendungszweck stehen unterschiedliche Chiptypen mit verschiedenen Ausleseverfahren zur Verfügung. So wird bei Videokameras (CCIR- bzw. RS170-Norm) mit einer festgelegten Frequenz ein analoges Signal ausgegeben. Damit sind sie für unsere Anforderung nicht verwendbar.

Für unsere Anwendung wird ein digitales Bild benötigt, welches - im Rahmen des technisch machbaren - mit beliebiger Frequenz ausgelesen werden kann. Je nachdem, ob die Spalten des CCD-Chips einzeln (*Interline-Transfer-Sensor*) oder der gesamte Chip auf einmal (*Frame-Transfer-Sensor*) ausgelesen wird, existieren Unterschiede im Ausleseverfahren. Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise der Chiptypen findet sich in [Ott02]. An dieser Stelle soll nur kurz die von uns verwendete Kamera beschrieben werden.

Dabei handelt es sich um eine gekühlte 12 Bit CCD-Kamera (SensiCam von PCO [Pco02]). Ihre wichtigsten Merkmale sind

- Chiptyp: *Interline-Progressive-Scan* mit *lens-on-chip*
- Anzahl der Pixel: $640(\text{H}) \times 480(\text{V})$
- Pixelgröße: $9.9 \mu\text{m} \times 9.9 \mu\text{m}$
- Chipgröße: $6.3 \text{ mm} \times 4.8 \text{ mm}$
- Peltierkühlung auf -15°C
- Ausleserauschen: $13 e^-$

5 Detektorsystem der Station

- 12 Bit A/D-Konverter bei 12.5 MHz
- Maximale Ausleserate: 30 Vollbilder pro Sekunde
- A/D-Umwandlungsfaktor: pro Graustufe $7.5 e^-$
- mögliche Belichtungszeiten: 100 ns - 1000 s
- Dunkelrauschen: $< 0.1 e^-$ pro Pixel und Sekunde
- Quanteneffizienz (QE): $> 40\%$ bei 520 nm

Beim *Progressive-Scan* Sensor besteht jedes Pixel aus vier Einheiten, den drei abgedunkelten Phasenelementen, sowie der lichtempfindlichen Sensorfläche (siehe Abbildung 5.1). Auf der Sensorfläche erzeugen die auftreffen-

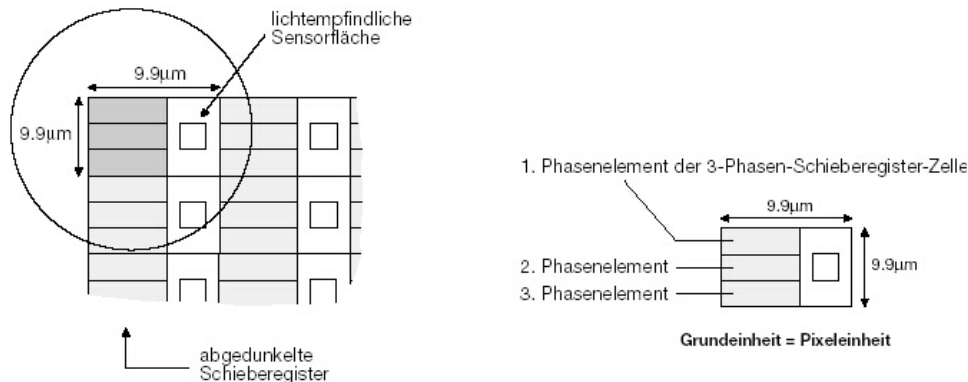


Abbildung 5.1: *Progressive-Scan* Sensoren, Quelle: [Ott02]

den Photonen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz) durch Photoeffekt freie Ladungen, die anschließend in die Phasenelemente geschoben werden (siehe Abbildung 5.2). Dieser Verschiebevorgang dauert etwa $2.5 \mu s$. Die Phasenelemente dienen, je nach angelegtem Potential, als Ladungsbarriere oder Ladungssenke. Durch Änderung der Potentiale werden die erzeugten Ladungen vertikal entlang dieser Elemente verschoben, bis alle Ladungen in das Ausleseregister gelangt sind. Dieses horizontale Register führt die Ladungen zeilenweise dem A/D-Konverter zu, der die Ladungen entsprechend dem Umwandlungsfaktor in Graustufen wandelt.

Durch die Möglichkeit, die Phasenelemente als Ladungssenken zu nutzen, können mehrere Bilder auf dem Chip überlagert werden (*on-chip-integration*). Dazu wird das Potential des 1. Phasenelementes abgesenkt, so dass die erzeugten Ladungen der Sensorfläche zu den vorhandenen Ladungen des 2. Phasenelementes addiert werden. Nach dem Verschiebevorgang wird das

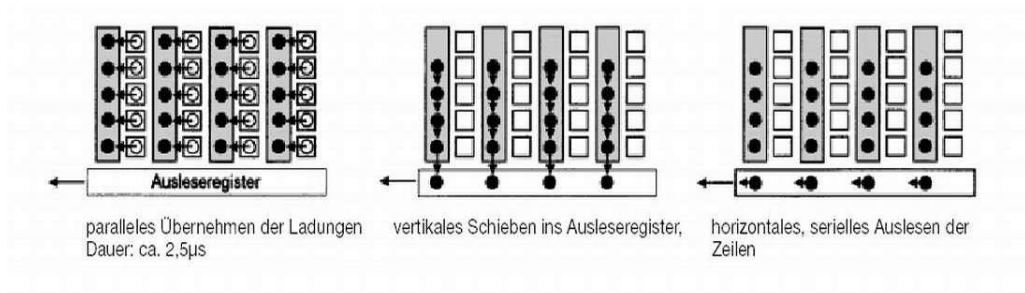
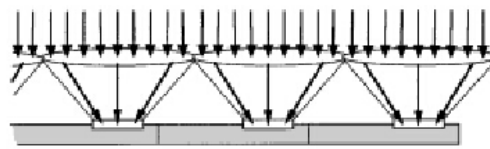


Abbildung 5.2: *Interline-transfer* Prinzip, Quelle: [Ott02]



Sensorzellen mit lens-on-chip

Abbildung 5.3: *Lens-on-chip* Technologie, Quelle: [Ott02]

Potential am 1. Element wieder angehoben und es können bis zum nächsten Verschiebevorgang keine Ladungen mehr gesammelt werden. Durch diese Vorgehensweise tritt, trotz der Überlagerung von mehreren Bildern, nur einmal das Ausleserauschen auf. Dieses Rauschen entsteht erst am Verstärker hinter den Kamerapixeln und dem A/D-Wandler.

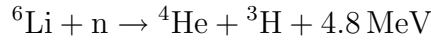
Da die Phasenelemente abgedunkelt sind, können dort keine Ladungen entstehen. Dies bedeutet eine Verringerung der effektiven Detektionsfläche. Um trotzdem die gesamte Fläche zu nutzen, werden auf die Pixel Mikrolinsen aufgebracht, die das auftreffende Licht bündeln und zu der Sensorfläche leiten (siehe Abbildung 5.3). Diese Linsen sind so geformt, dass nahezu 100% der gesamten Pixelfläche abgedeckt wird.

5.2 Neutronenkonverter

Damit eine CCD-Kamera verwendet werden kann, müssen die transmittierten Neutronen zuerst in Photonen umgewandelt werden. Diese Konvertierung geschieht mit Hilfe von Szintillatoren. In unserem Fall wurde ein NDg-Phosphorszintillator der Firma Applied Scintillation Technologies verwendet [App00a]. Die vollständige Bezeichnung des Szintillators ist ${}^6\text{LiF/ZnS} : \text{Cu, Al, Au}$. Aufgrund des hohen Absorptionsquerschnittes von

5 Detektorsystem der Station

${}^6\text{Li}$ (siehe Tabelle 2.1) werden die Neutronen über



eingefangen. Die kinetische Energie der ${}^3\text{H}$ - und ${}^4\text{He}$ -Kerne wird durch Stöße mit den Zn-Atomen in Form von Photonen abgegeben. Cu, Al und Au dienen als Wellenlängenshifter. Dadurch besitzt das emittierte Licht die Wellenlänge, bei der die Quanteneffizienz des CCD-Chips am größten ist. Die wichtigsten Eigenschaften des Szintillators sind:

- Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen [Czi99]: 20% bei einer Phosphordicke von 0.25 mm
- Emittierte Photonen pro Neutron [Czi99]: $1.88 \cdot 10^5$ in 4π
- Intensitätsabfall auf 10% [App00a] in $85 \mu\text{s}$
- Intensitätsmaximum des emittierten Lichts [App00a]: 540 nm
- Auflösungsvermögen: $\sim 100 \mu\text{m}$
- γ -Sensitivität: 10^8 γ -Quanten ergeben die gleiche Lichtausbeute wie ein Neutron

Aufgrund der hohen Lichtausbeute sowie der geringen γ -Sensitivität wird dieser Szintillator als Referenz verwendet. Für Anwendungen, bei denen Nachweiswahrscheinlichkeiten bis zu 100% notwendig sind, empfiehlt sich der ${}^6\text{Li}$ -Glasszintillator Gs-20 [App00b], welcher außerdem innerhalb einer sehr kurzen Zeit von 60 ns abklingt. Die Nachteile bestehen darin, dass die Lichtausbeute gering ist (nur 6800 Photonen/Neutron) und das Intensitätsmaximum des emittierten Lichtes bei 395 nm liegt. Die Quanteneffizienz des verwendeten CCD-Chips ist bei dieser Wellenlänge um etwa einen Faktor 2 geringer als bei 540 nm.

5.3 Kamerakasten

Beim Bestrahlen von Objekten entsteht durch Neutroneneinfang γ -Strahlung. Der CCD-Chip reagiert sehr empfindlich auf diese Strahlung und muss deswegen dagegen abgeschirmt werden. Trifft ein γ -Quant den Chip, entsteht an dieser Stelle ein sogenannter *Whitespot*, eine lokale Überbelichtung der getroffenen Pixel. Diese müssen durch Filter korrigiert werden und verschlechtern das Bild. Außerdem können durch zu hohe Strahlenbelastung Schäden am Chip entstehen.

Eine Möglichkeit die Strahlenschäden zu vermeiden, ist, die Kamera aus der direkten Sicht des Objektes zu bringen. Bei Tomografiestationen mit einem

5.3 Kamerakasten

geringeren Neutronenfluss genügt es, das vom Szintillator emittierte Licht über einen um 45° verkippten Spiegel umzuleiten. Die Anzahl der *Whitespots* wird dadurch soweit vermindert, dass keine weiteren Maßnahmen getroffen werden müssen. Durch den hohen Neutronenfluss der Tomografiestation am ILL wird an diesem Spiegel jedoch so viel γ -Strahlung erzeugt, dass ein weiterer Umlenkspiegel notwendig ist. Der Aufbau des Kamerakastens wird in Abbildung 5.4 gezeigt.

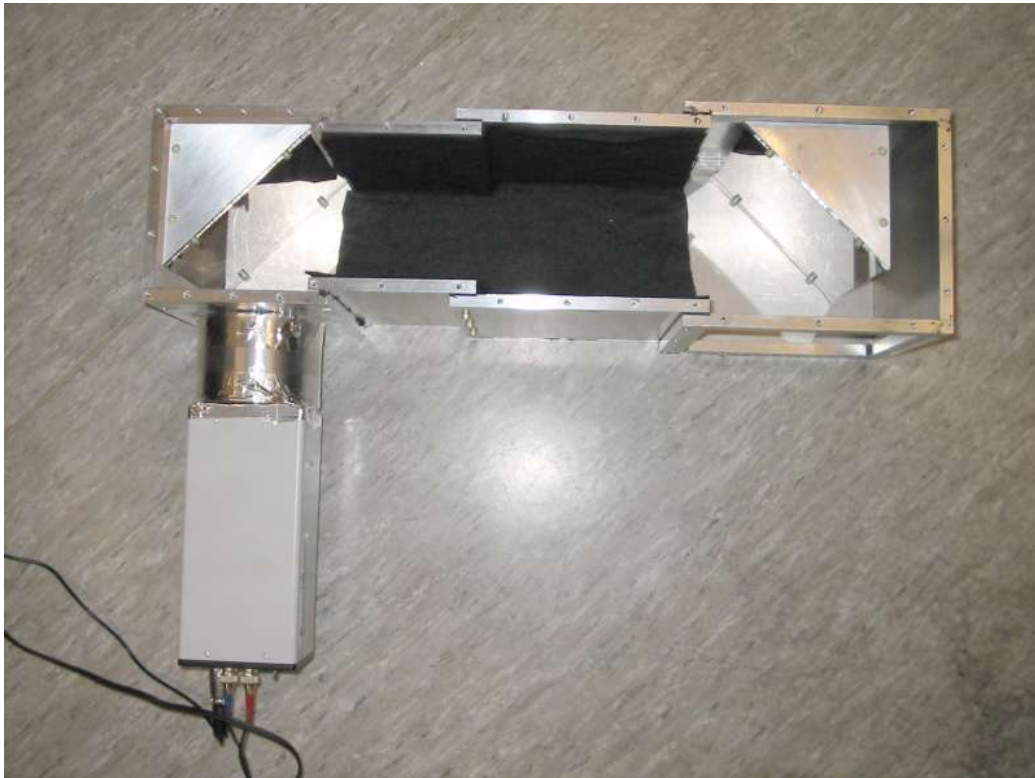


Abbildung 5.4: Draufsicht auf den geöffneten Kamerakasten. Sichtbar sind die beiden Umlenkspiegel, sowie die mit Filz beklebten Innenwände. Der Filz wird zum Absorbieren von gestreuten Photonen verwendet.

Das Eintrittsfenster für Neutronen, ebenso wie das Austrittsfenster der nicht absorbierten Neutronen, hat eine Größe von $16 \times 16 \text{ cm}^2$. Mit dem verspiegelten Szintillator wird das Eintrittsfenster lichtdicht verschlossen. Zum Verschließen des Austrittsfensters wird eine $100 \mu\text{m}$ starke Aluminiumfolie verwendet. Diese hat durch ihre geringe Dicke den Vorteil, dass an ihr wenige Neutronen gestreut werden, der Kasten aber trotzdem lichtdicht verschlossen ist.

Die Spiegel haben eine Größe von $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Der Spiegel direkt hinter dem Eintrittsfenster wurde am ILL aus einem Siliziumwaver (200 mm Durchmes-

5 Detektorsystem der Station

ser mit einer Dicke von 0.7 mm) ausgeschnitten und mit einer Schicht Nickel (200 Å) bedampft. Durch den geringen Absorptionsquerschnitt von Silizium ($\mu_a = 0.171$ barn) wird weniger γ -Strahlung produziert als bei einem Glasspiegel. Die Nickelschicht dient zur Verbesserung der Reflektivität der Oberfläche. Der zweite Spiegel ist ein mit Aluminium beschichteter Glasspiegel.

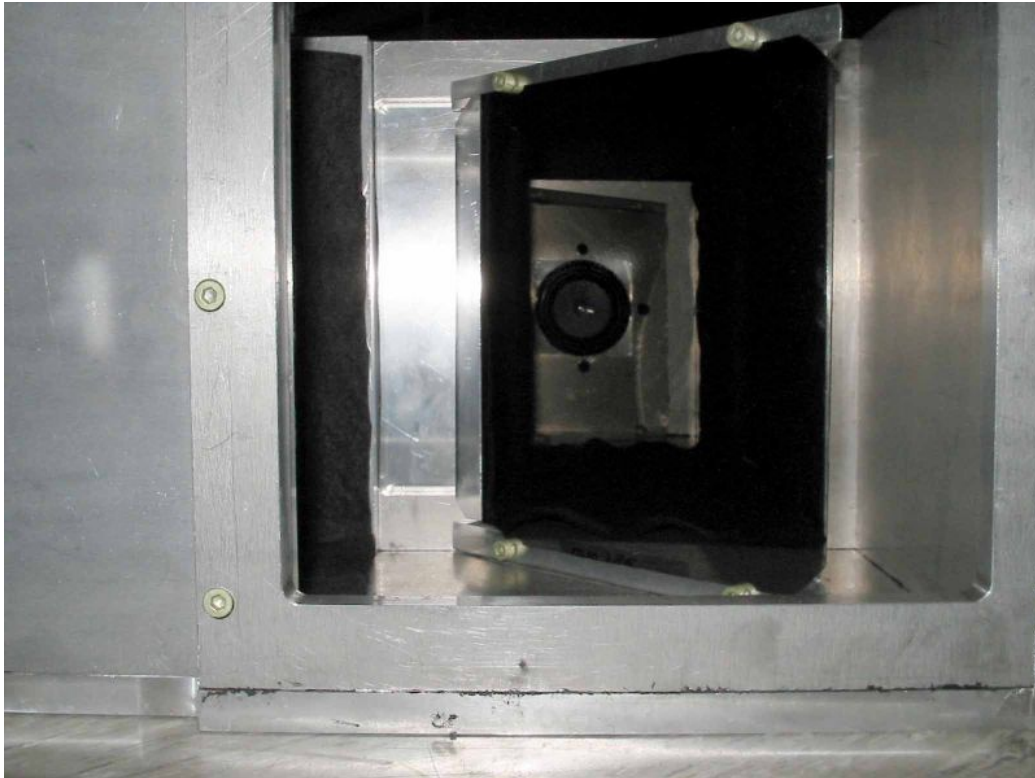


Abbildung 5.5: Spiegelhalter im Kamerakasten. Der Spiegel wird durch vier Schrauben mit Unterlegscheiben am Spiegelhalter befestigt. Durch das Eintrittsfenster ist im Spiegel die eingebaute CCD-Kamera zu erkennen. Der Szintillator wurde für diese Aufnahme abmontiert.

Ein Problem bei dieser Spiegelkonstruktion stellen die Spiegelhalter dar. Sie bestehen aus je zwei Aluminiumdreiecken, die über eine Aluminiumplatte miteinander verbunden sind (siehe Abbildung 5.5). Die Spiegel werden mit Unterlegscheiben auf diesen Dreiecken verschraubt. Bei dieser Konstruktion besteht das Problem, dass die beiden Spiegel nur schwer gegeneinander justierbar sind und sich durch das Anschrauben leicht verbiegen können. Um die Justierung zu vereinfachen und damit die optische Abbildung zu verbessern, wurden inzwischen neue Spiegelhalter konstruiert.

Die Entfernung zwischen Szintillator und Objektiv beträgt 60 cm. Durch den Einbau von Zwischenstücken aus Aluminium ist es möglich, diese Entfernung

5.3 Kamerakasten

auf 100 cm zu vergrößern. Der detektierbare Raumwinkelanteil wird dadurch kleiner, dafür ist die sichtbare Fläche des Szintillators größer (siehe Kapitel 5.4).

Für die ersten Aufnahmen wurde der Kamerakasten so gebaut, dass er für verschiedene Anwendungen möglichst gut verändert und flexibel umgebaut werden kann. Damit auch für größere Objekte genug Platz vor dem Szintillator vorhanden ist, kann die Kamera auch auf der gegenüberliegenden Seite befestigt werden (siehe Abbildung 5.6). Bei dieser Kameraposition muss aber beachtet werden, dass die minimale Bleiabschirmung zwischen CCD-Chip und Objekt nur etwa 8 cm dick ist, während die Abschirmung in der anderen Position etwa 25 cm beträgt. Bei hochenergetischer γ -Strahlung kann es dadurch vermehrt zu *Whitespots* kommen.

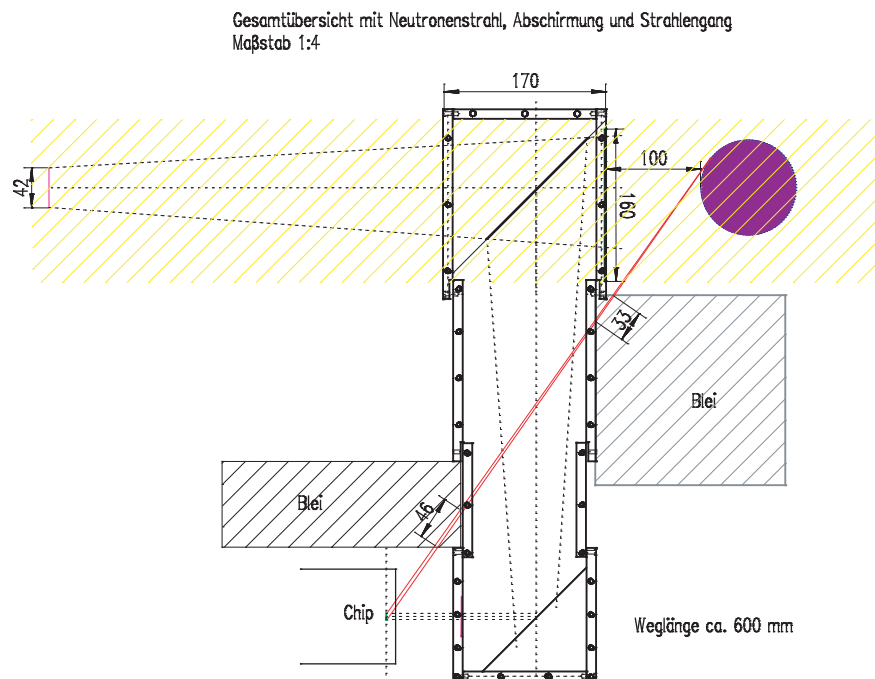


Abbildung 5.6: Zeichnung des Kamerakastens mit Strahlengang. Bei dieser Kameraposition wird der CCD-Chip minimal durch etwa 8 cm Blei abgeschirmt.

Die Kamera wird gegen die Untergrundstrahlung durch 5 cm Blei abgeschirmt. Zur Abschirmung der am Beamstop entstehenden γ -Strahlung werden 10 cm Blei verwendet (siehe Abbildung 5.7). Um eine Aktivierung des

5 Detektorsystem der Station

Kastens oder der Abschirmung zu verhindern, wird beides zusätzlich mit 5 mm B_4C abgedeckt.



Abbildung 5.7: Bleiabschirmung der Kamera. Gegenüber dem Objekt ist die Kamera mit 20 cm Blei abgeschirmt. Die Bleiabschirmung gegen die γ -Strahlung des Beamstops ist 10 cm dick. Um die Abschirmung und den Kamerakasten gegen eine Aktivierung durch Neutronen zu schützen, wird der Aufbau noch mit B_4C abgedeckt.

5.4 Effizienz des Detektors

Die Detektionswahrscheinlichkeit der Neutronen hängt stark von der Entfernung r zwischen Objektiv und Szintillator ab. Dadurch, dass der Szintillator die erzeugten Photonen in 4π abstrahlt, gilt für den detektierbaren Raumwinkelanteil L

$$L = \frac{\pi(d/2)^2}{4\pi r^2}. \quad (5.1)$$

d steht für den Durchmesser des Objektivs und ergibt sich über die sogenannte F-Zahl

$$F = \frac{f}{d},$$

wobei f die Brennweite des Objektivs ist. Diese F-Zahl wird bei allen Objektivs angegeben. Durch

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b},$$

$$m = \frac{g}{b} = \frac{g}{f} - 1,$$

mit b : Abstand zwischen Bild und Objektiv
 g : Abstand zwischen Gegenstand und Objektiv
 m : Vergrößerung,

lässt sich Gleichung 5.1 schreiben als

$$L = \frac{1}{[4F(1+m)]^2}.$$

Durch die Verspiegelung des Szintillators wird L um etwa einen Faktor 2 größer, da die Photonen nicht in den gesamten Raumwinkel emittiert werden, sondern nur in eine Raumhälfte.

Mit dem verwendeten Objektiv, Nikkor $f = 50$ mm, $F = 1.2$ von Nikon, ergibt sich für die Vergrößerung

$$m = 11 \quad \text{für } g = 60 \text{ cm}$$

$$m = 19 \quad \text{für } g = 100 \text{ cm}.$$

Mit einem verspiegelten Szintillator ist damit der Raumwinkelanteil

$$L = 6.00 \cdot 10^{-4} \quad \text{für } g = 60 \text{ cm}$$

$$L = 2.18 \cdot 10^{-4} \quad \text{für } g = 100 \text{ cm}.$$

Bei einer Chipfläche von $6.3 \text{ mm} \times 4.8 \text{ mm}$ ist der sichtbare Bereich $6.9 \text{ cm} \times 5.3 \text{ cm}$ für $m = 11$ bzw. $12.0 \text{ cm} \times 9.1 \text{ cm}$ für $m = 19$.

Damit jedes vom Szintillator konvertierte Neutron auch an der Kamera registriert wird, muss die Anzahl N_e der am CCD-Chip pro Neutron erzeugten Elektronen größer 1 sein. N_e lässt sich berechnen durch

$$N_e = N_\gamma \cdot L \cdot QE_{\text{Optik}} \cdot QE_{\text{CCD}}$$

mit

N_γ : Anzahl der emittierten Photonen
 pro eingefangenen Neutron
 QE_{Optik} : Transmission durch Spiegel und Objektiv
 QE_{CCD} : Quanteneffizienz des CCD-Chips.

5 Detektorsystem der Station

Berechnet man N_e mit typischen Werten, $N_\gamma = 1.88 \cdot 10^5$ Photonen/Neutron, $QE_{\text{Optik}} = 0.2$, sowie $QE_{\text{CCD}} = 0.4$, ergibt sich, dass pro Neutron 9 Elektronen bei $m = 11$ bzw. 3.3 Elektronen bei $m = 19$, durch den CCD-Chip detektiert werden.

Diese Werte von N_e entsprechen bei einem A/D-Konvertierungsfaktor von 7.5 Elektronen pro Graustufe, 1.2 bzw. 0.4 Graustufen. Bei einem Ausleserauschen von 2 Graustufen (siehe Kapitel 5.5) müssen damit mindestens 2 bzw. 5 Neutronen detektiert werden, damit das Signal über dem Rauschen liegt.

5.5 Fehlerbetrachtung

Durch quadratische Addition der beiden statistischen Fehlerquellen, N_e und die Neutronenanzahl N , folgt für den statistischen Fehler σ_s

$$\sigma_s^2 = N^2 \cdot \left[\left(\frac{1}{\sqrt{N}} \right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{NN_e}} \right)^2 \right].$$

Mit dem Ausleserauschen σ_{ro} und dem Dunkelstrom σ_{dc} gilt für den Gesamtfehler der detektierten Neutronen σ_N

$$\sigma_N^2 = \sigma_s^2 + \sigma_{ro}^2 + \sigma_{dc}^2. \quad (5.2)$$

Das Ausleserauschen dieser Kamera liegt bei 2.4 Graustufen (siehe Abbildung 5.8) und das Dunkelrauschen bei weniger als $0.1 \text{ e}^-/\text{s}$ (Herstellerangaben). Die dominierende Fehlerquelle ist der statistische Fehler der Anzahl der auftreffenden Neutronen.

So entspricht ein Pixel des CCD-Chips, mit $m = 11$, einer Fläche von $0.11 \times 0.11 \text{ mm}^2$ auf dem Szintillator. Bei der angestrebten Messzeit von einer Millisekunde werden auf dieser Fläche etwa $N = 70$ Neutronen konvertiert. Damit ergibt sich mit Gleichung 5.2 ein Fehler von $\sigma_s = 8.8$ Neutronen. Zusammen mit dem Ausleserauschen von $\sigma_{ro} = 2.0$ Neutronen ist der Gesamtfehler also $\sigma_N = 9.0$ Neutronen. Das Dunkelrauschen σ_{dc} ist bei dieser Belichtungszeit vernachlässigbar.

Daraus folgt ein relativer Fehler von $\sigma_N/N = 0.129$, wobei der statistische Fehler der Neutronen zum Vergleich $1/\sqrt{N} = 0.120$ beträgt. Das Rauschen der Kamera erzeugt also bei dieser typischen Belichtungszeit einen zusätzlichen Fehler von etwa 1% zu einem statistischen Fehler von 12%.

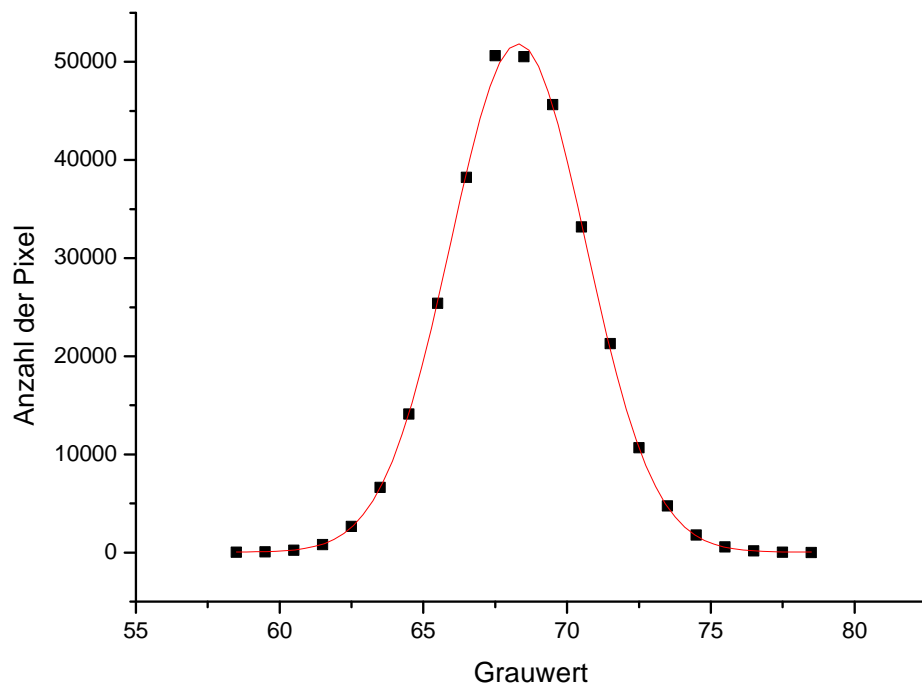


Abbildung 5.8: Ausleserauschen der CCD-Kamera. Die Kurve zeigt die Grauwerte Verteilung der Pixel eines Bildes. Für diese Aufnahme wurde der Verschluss der Kamera für 100 ns geöffnet und ohne Belichtung ausgelesen. Die Werte sind gaussverteilt um den Grauwert 68.3 bei einer Breite von $\sigma_{ro} = 2.35$ Grauwerten.

5 *Detektorsystem der Station*

6 Erste Messungen

6.1 Betrachtungen zum Verbrennungsprozess in Motoren

Durch die Möglichkeit, mit der neuen Radio- und Tomografiestation Bilder im Millisekunden-Bereich aufnehmen zu können, erschließt sich ein weiterer Bereich für die Neutronenradiografie, in dem es um die Erforschung von dynamischen Prozessen geht.

Von Bedeutung ist die Möglichkeit der kurzen Belichtungszeiten im Zusammenhang mit den charakteristischen Eigenschaften von Neutronen (hohe Sensitivität für Wasserstoff, geringe Wechselwirkung mit Metallen). Unter anderem ist die Untersuchung von Verbrennungsprozessen in realen Motoren ein Bereich, in dem neue Erkenntnisse gewonnen werden können. Zur Zeit können diese Untersuchungen durch Standardmessmethoden (Untersuchungen mit Röntgen- oder Laserstrahlung) nur an Modellmotoren durchgeführt werden. Ein gravierendes Problem bei diesen Methoden ist, dass Ergebnisse die an Einzylinder-Forschungsmotoren gewonnen wurden, nicht quantitativ auf Serienmotoren übertragen werden können (siehe [SFB224], S. 99).

Für eine vollständige und geregelte Verbrennung ist das Luftverhältnis λ

$$\lambda = \frac{\text{Luftmenge}}{\text{Kraftstoffmenge}}$$

von besonderer Bedeutung. Um eine optimale Wirkung der Abgasreinigung durch den Katalysator zu erreichen, wird insbesondere an der Zündkerze ein homogenes Gemisch ($\lambda = 1$) benötigt. Bei einem mageren Gemisch ($\lambda > 1$) erfolgt die Zündung nicht zuverlässig, der Brennverzug (Zeit zwischen Zündzeitpunkt und Druckanstieg) variiert stärker (siehe Abbildung 6.1). Außerdem dauert es länger bis der Kraftstoff vollständig verbrannt ist (Abbildung 6.2). Ist das Gemisch zu fett ($\lambda < 1$), ist der Kraftstoffverbrauch erhöht. Der Idealfall wäre, wenn an der Zündkerze ein homogenes Gemisch vorliegen würde, also optimale Abgasreinigung und Zündzuverlässigkeit. In der Peripherie der Zündkerze sollte jedoch ein mageres Gemisch vorhanden sein, um den Kraftstoffverbrauch so gering wie möglich zu halten. Ein weiterer Aspekt für die Wahl von λ ist, dass für $\lambda \approx 0.9$ die Leistung optimal ist, für $\lambda \approx 1.1$ der Wirkungsgrad (Angaben für Ottomotor). Gerade bei der Bestimmung des Luftverhältnisses im realen Motor könnte die Neutronentomografie ein

6 Erste Messungen

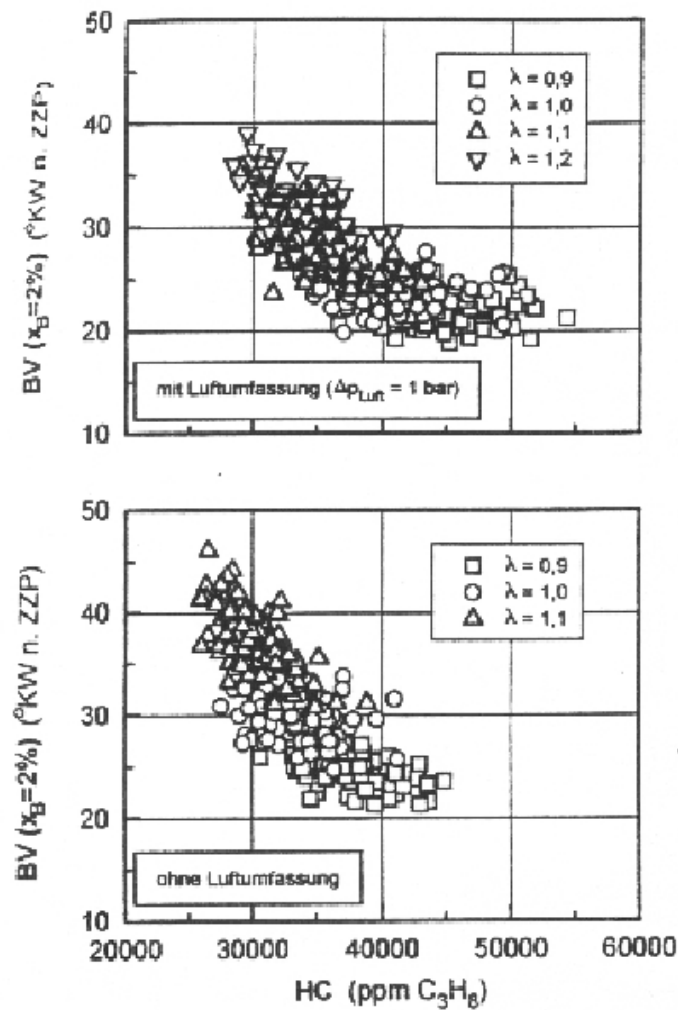


Abbildung 6.1: Brennverzögerung in Abhängigkeit von der Kraftstoffkonzentration. Bei einem fetten Gemisch ($\lambda < 1$) erfolgt der Beginn der Verbrennung zu einem definierten Zeitpunkt (Angabe in Grad Kurbelwelle nach Zündzeitpunkt: Fortschritt der Kurbelwelle nach der Einspritzung) als bei einem mageren Gemisch ($\lambda > 1$). Als Kraftstoff wurde hier Propan (C_3H_8) verwendet. Quelle: [SFB224], S. 99

nützliches Werkzeug sein, da sich im Kraftstoff hochkonzentrierter Wasserstoff befindet. Um eine Abschätzung über die Abschwächung des Neutronenstrahls durch diesen Wasserstoff zu erhalten, wird folgende Überlegung angestellt.

Pro Einspritzvorgang werden unter Vollast etwa 100 mm^3 Benzin (bzw. 60 mm^3 Diesel) mit einer Wasserstoff-Dichte von $5.3 \cdot 10^{22} \text{ Atome/cm}^3$

6.1 Betrachtungen zum Verbrennungsprozess in Motoren

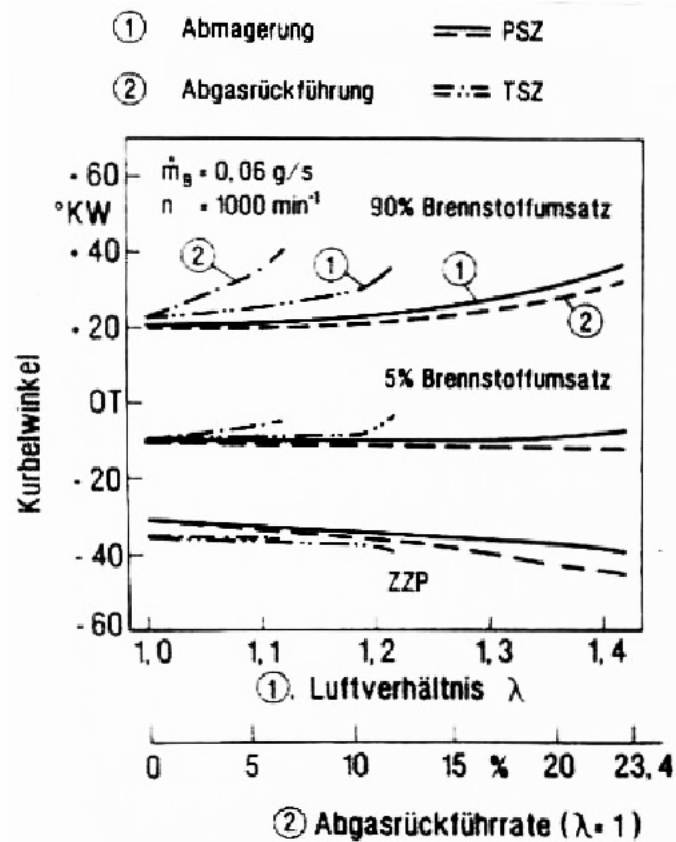


Abbildung 6.2: Kraftstoffumsatz in Abhängigkeit von Kurbelwinkel und Luftverhältnis. Quelle: [SFB224], S. 125

($6,7 \cdot 10^{22} \text{ Atome/cm}^3$) in einen Brennraum von 43 cm^3 (26 cm^3) eingespritzt [Kle02]. Die angegebenen Werte gelten für einen 74 KW VW-Golf. Bei einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_s = 80,26 \text{ barn}$ und $\sigma_a = 0,33 \text{ barn}$ erhält man (siehe Gleichung 2.3)

$$\mu_s = N\sigma_s = 9,9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \left(1,2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \right)$$

$$\mu_a = N\sigma_a = 4,1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \left(5,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \right).$$

Der Zylinderdurchmesser D beträgt etwa 8 cm, woraus sich eine Abschwächung von 8% (9%) aufgrund der im Benzin (Diesel) enthaltenen H-Atome ergibt. Da die Dichteverteilung im Motor gemessen werden soll, muss noch die Strahlabschwächung durch den Motorblock betrachtet werden. Bei einem Automotor aus Aluminiumlegierung mit einer Wanddicke von 2,5 cm wird der Strahl auf etwa 50% abgeschwächt.

Möchte man die Dichteverteilung dreidimensional untersuchen, ergibt sich

6 Erste Messungen

mit Formel 2.7, $d\mu/\mu = 0.10$, $D = 8$ cm und einem abgeschwächten Fluss von $\Phi = 0.5 \cdot 3 \cdot 10^9$ n cm⁻² s⁻¹

$$n\Delta t = 7.3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^4\text{s}}{(\Delta x)^2} \left(5.1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^4\text{s}}{(\Delta x)^2} \right).$$

n bezeichnet dabei die Anzahl der Belichtungen, die für die benötigte Belichtungszeit genommen werden müssen.

Mit einer Seitenfläche $(\Delta x)^2$ von 1 mm² des zu detektierenden Voxels und einer Belichtungszeit Δt von 100 μs müssen 73000 (51000) Bilder überlagert werden, um diesen Kontrastunterschied aufzulösen. Die kurze Belichtungszeit von 100 μs ist notwendig, damit die Aufnahmen der Kolbenbewegungen nicht verschmieren. Der Kolben bewegt sich bei einer Motorfrequenz von 60 Hz in dieser Zeit um etwa 0.6 mm. Bei einer maximalen Bildrate von 30 Bildern pro Sekunde, dauern diese Aufnahmen etwa 40 Minuten. Durch die auf den Detektor gestreuten Neutronen verlängert sich die Messzeit für den notwendigen Kontrast (siehe Formel 2.9) um 3%. Je nach Legierung des Aluminiummotors verlängert sich die Messzeit um 10%.

Um diese Aufnahmezeit zu verkürzen, muss der Kontrast erhöht werden. Dies ist durch den Zusatz von Additiven mit hohem Absorptionsquerschnitt zu erreichen. Dabei eignet sich besonders Borwasser oder Borsalz, mit dem schon eine Messung durchgeführt wurde (siehe Kapitel 6.2).

Für die meisten Fragestellungen genügt es aber schon, die Intensitätsabschwächungen im Brennraum zweidimensional zu betrachten. Da der gesamte Strahlweg und nicht nur ein Voxel beiträgt, werden die Kontraste dadurch deutlicher.

So wird z. B. durch den Wasserstoff eine Abschwächung von etwa 8% erwartet. Um davon eine 10%ige Änderung messen zu können, muss die Messzeit t so lang sein, dass der statistische Fehler kleiner als 0.8% ist. Für t gilt dann

$$t \geq \frac{1}{0.008 \cdot 0.5 \cdot 3 \cdot 10^9} \cdot \frac{1}{(\Delta x)^2} \text{ s cm}^2,$$

mit einem durch den Motorblock reduzierten Neutronenfluss von $0.5 \cdot 3 \cdot 10^9$ n cm⁻² s⁻¹. Für $(\Delta x)^2 = 1$ mm² muss damit über eine Zeitspanne von 1.1 ms gemessen werden, bis die 0.8% Genauigkeit erfüllt wird. Bei einer Belichtungszeit von 100 μs genügt es, 11 Bilder zu addieren, was innerhalb von 0.4 s realisierbar ist. Auch hier kann sich die Messzeit je nach Legierung des Motors um etwa 10% verlängern.

6.2 Radiografie eines Einspritzvorgangs

Zur Simulation eines Einspritzvorgangs wurde eine mit Druckluft betriebene Airbrushdüse benutzt. Die Druckluftsteuerung wurde mit einem elektrisch

6.2 Radiografie eines Einspritzvorgangs

triggerbaren Druckluftventil gesteuert. Die maximale Wiederholfrequenz des Ventils lag bei 1 Hz und der Luftdruck bei 5 bar. Die Einspritzung erfolgte bei vollem Neutronenstrahl in einen Kasten mit einem Volumen von $40 \times 40 \times 80 \text{ cm}^3$ ($B \times T \times H$).

Der entstandene Kraftstoffnebel wurde in ein weiteres Gefäß abgesaugt, so dass die nachfolgenden Aufnahmen nicht verfälscht wurden. Die dem Strahl zu- und abgewandten Seiten bestanden aus je 1 cm Aluminium, die Seitenteile aus 1 cm Plexiglas, so dass die Möglichkeit bestand, die Einspritzung auch optisch zu beobachten. Der Abstand zwischen Rückwand des Kastens und Airbrushdüse betrug 6 cm, wobei die Düse leicht gegen die Rückwand verkippt war. Eine Verschmutzung der Wand durch abgelagerte Flüssigkeit konnte aber nicht beobachtet werden.

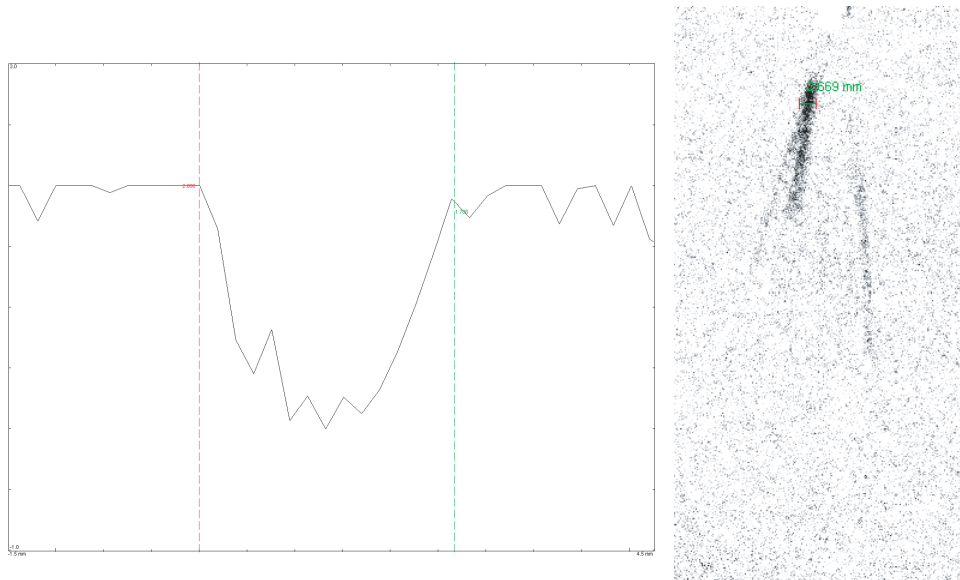


Abbildung 6.3: Abschwächung durch eine Borsalzlösung während eines Einspritzvorgangs.

Als Benzinersatz diente eine Lösung, die aus 15 g Borsalz (H_3BO_3) in 300 ml Wasser hergestellt wurde. Bei jeder Injektion wurden etwa 250 mm^3 der Flüssigkeit eingespritzt, die sich näherungsweise zylinderförmig in einem Volumen von $22,9 \text{ mm}^2 \times 16 \text{ mm}$ verteilten. Im Wesentlichen tragen zur Abschwächung des Strahl nur die Boratome im Borsalz, sowie die Wasserstoffatome im Wasser bei. Unter diesen Annahmen ist die Teilchendichte im be-

6 Erste Messungen

trachteten Volumen

$$\begin{aligned}n_B &= 1.38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \\n_H &= 1.91 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}.\end{aligned}$$

Mit $\sigma_B = 768.7$ barn und $\sigma_H = 82.35$ barn beträgt der Schwächungskoeffizient $\mu = 1.678 \text{ cm}^{-1}$. Damit wird der Strahl im Mittel auf 64% abgeschwächt.

Die gemessene Transmission ist etwa 38% (siehe Abbildung 6.3). Die Abweichung zwischen Messwert und erwartetem Wert entsteht durch die grobe Abschätzung des Volumens. Bei der verwendeten Belichtungszeit von 20 ms wurden von 4096 möglichen Graustufen 3000 genutzt. Dies entspricht einem relativen Fehler von $\sigma_N/N = 2.5\%$ (siehe Gleichung 5.2).

Abbildung 6.4 ist eine Graustufendarstellung der Einspritzung zu verschiedenen Zeitpunkten. Bild 1 wurde 200 ms nach dem Triggersignal genommen, Bild 2 und Bild 3 jeweils 10 ms später. Die Zeit zwischen Bild 3 und Bild 4 beträgt 20 ms, zwischen Bild 4 und Bild 5 30 ms. Das letzte Bild (Bild 6) wurde 280 ms nach dem Triggersignal genommen, von der eingespritzten Flüssigkeit ist nichts mehr zu sehen. Die Periodendauer dieses simulierten Einspritzvorgangs liegt mit 80 ms etwa zwei Größenordnungen über dem eines realen Verbrennungsprozesses im PKW-Motor. Es wurde gezeigt, dass die Messung der Kraftstoffverteilung prinzipiell möglich ist.

Abbildung 6.5 zeigt eine Darstellung des Einspritzvorgangs in Falschfarben. Die geringste Absorption wird mit Rot dargestellt. Für eine höhere Absorption geht die Darstellung über grün nach gelb. Die Bilder zeigen, dass sich am Anfang ein Großteil der Flüssigkeit geschlossen entlang der Einspritzrichtung bewegt. Erst nach einer Flugstrecke von etwa 1.5 cm (ca. 40 ms) bildet sich eine Wolke aus.

6.2 Radiografie eines Einspritzvorgangs

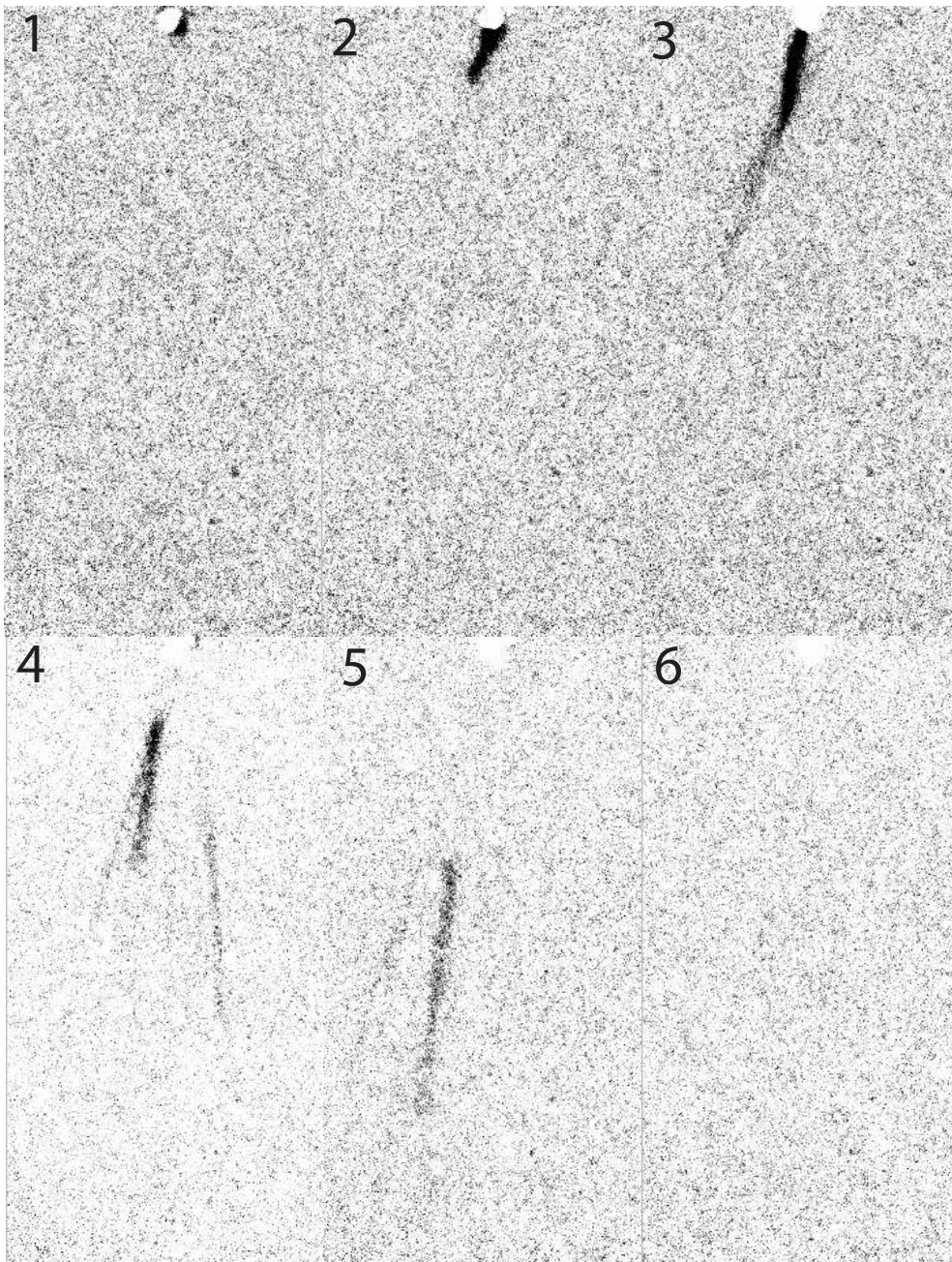


Abbildung 6.4: Echtzeitaufnahme eines Einspritzvorgangs mit in Wasser gelöstem Borsalz. Diese Aufnahmen zeigen Transmissionsmessungen des Einspritzvorgangs zu verschiedenen Zeitpunkten. Die Belichtungszeit betrug 20 ms. Zeitpunkte der Aufnahmen siehe Text.

6 Erste Messungen

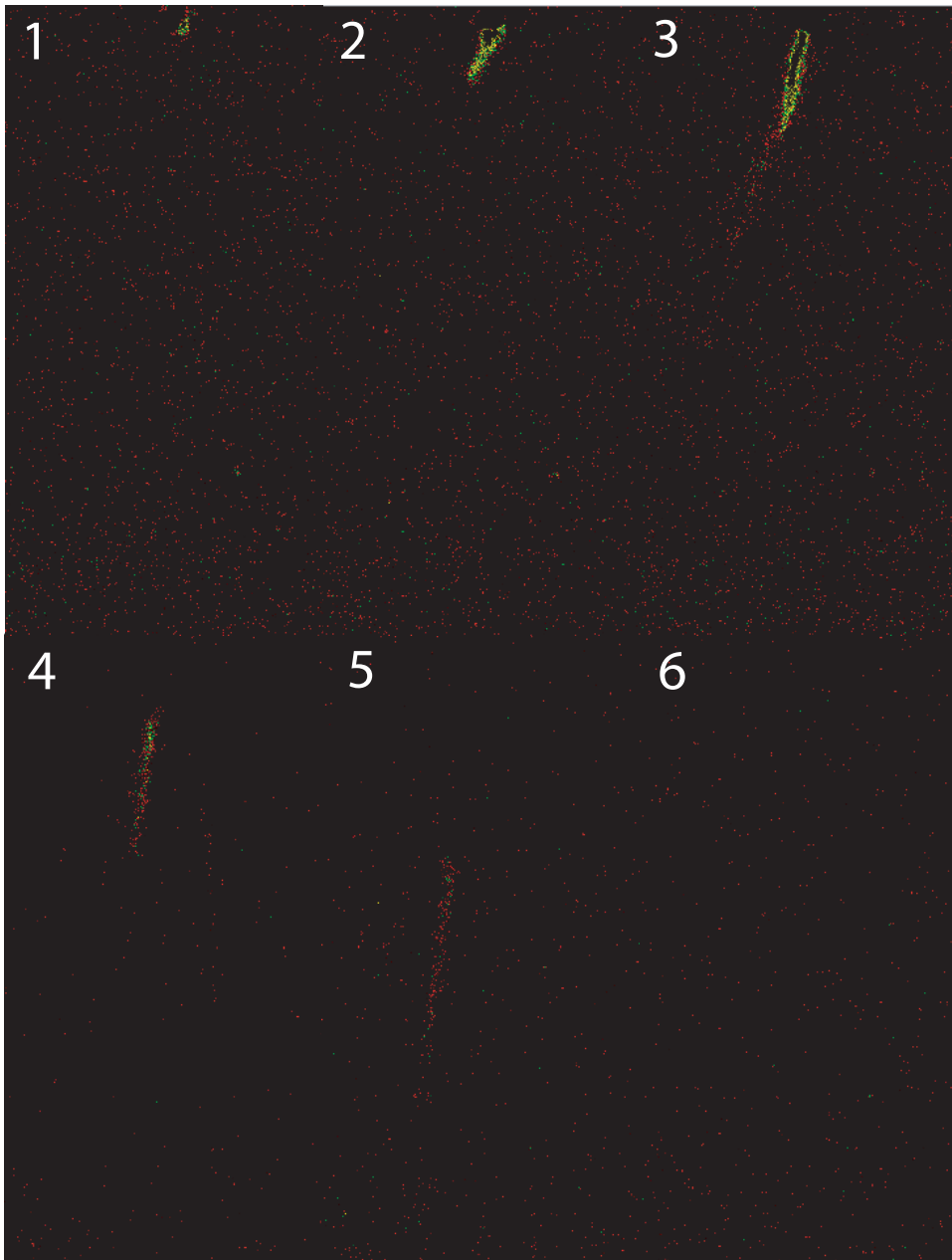


Abbildung 6.5: Echtzeitaufnahme eines Einspritzvorgangs in Falschfarbendarstellung. Die Zeitpunkte der Aufnahmen sind die gleichen wie in Abbildung 6.4. Die Bedeutung der Farben wird im Text erklärt.

6.3 Echtzeit-Radiografie eines laufenden Motors

Durch den hohen Fluss und die dadurch mögliche Verwendung einer Kamera ohne Bildverstärker, besteht die Möglichkeit, dynamische Prozesse in Echtzeit zu radiografieren. Bei anderen bestehenden Stationen müssen entweder mehrere Bilder überlagert werden, um genügend Statistik zu bekommen [Bru01] oder, wenn ein Bildverstärker verwendet wird, kann die Kamera nicht schnell genug ausgelesen werden. Dies führt dazu, dass nur periodische oder langsam fortschreitende Prozesse untersucht werden können.

Als erste dynamische Messung wurde ein Motorradmotor im laufenden Betrieb radiografiert.



Abbildung 6.6: Motorteststand. Im Hintergrund ist der Elektromotor mit Steuerungskasten zu sehen. Der Stecker am oberen Teil des Motorradmotors ist die Verbindung zum eingebauten Trigger.

Der Motorteststand wurde uns freundlicherweise vom Paul-Scherrer-Institut (Villigen, Schweiz) [PSI] zur Verfügung gestellt. Aus Sicherheitsgründen und wegen einer fehlenden Abgasableitung konnte während dieser Strahlzeit noch kein Verbrennungsprozess untersucht werden. Daher wurde der Antrieb der

6 Erste Messungen

Kolben und Ventile durch einen Elektromotor übernommen (Abbildung 6.6). Verwendet wurde ein 1000 cm^3 2-Takt Yamaha-Motor. Die Wahl fiel auf diesen, da der Motorblock zum größten Teil aus Aluminium besteht und den Strahl dadurch nur gering abschwächt.

Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis der durchgeführten Messung. Die Motorfrequenz betrug 6.25 Hz , die Bildfrequenz 27 Hz bei einer Belichtungszeit von 6 ms pro Aufnahme. Bild 1 bis Bild 5 zeigen deutlich verschiedene Ventil- und Kolbenstellungen, sowie Details der Kurbelwelle. Dabei wurde ein Viertel der maximal möglichen Graustufen ausgenutzt. Bild 6 ist eine Originalaufnahme ohne Strahlkorrektur. Es bleiben auch dort kaum Details verborgen, was ein Indiz für die Homogenität des Strahls über die gesamte Fläche ist. Bei inhomogenen Strahlprofilen werden Details sonst erst nach der Bearbeitung sichtbar.

Um Details der stärker absorbierenden Teile zu verdeutlichen, wurden die Originaldaten invertiert und mit einem logarithmischen Lookuptable dargestellt (siehe Abbildung 6.8). Bei dieser Darstellung werden die Grauwerte über eine logarithmisch abfallende Skala verteilt. Niedrige Graustufen (hohe Absorption) haben dadurch eine kleine Skalierung, also genauere Auflösung, als höhere Grauwerte.

6.3 Echtzeit-Radiografie eines laufenden Motors

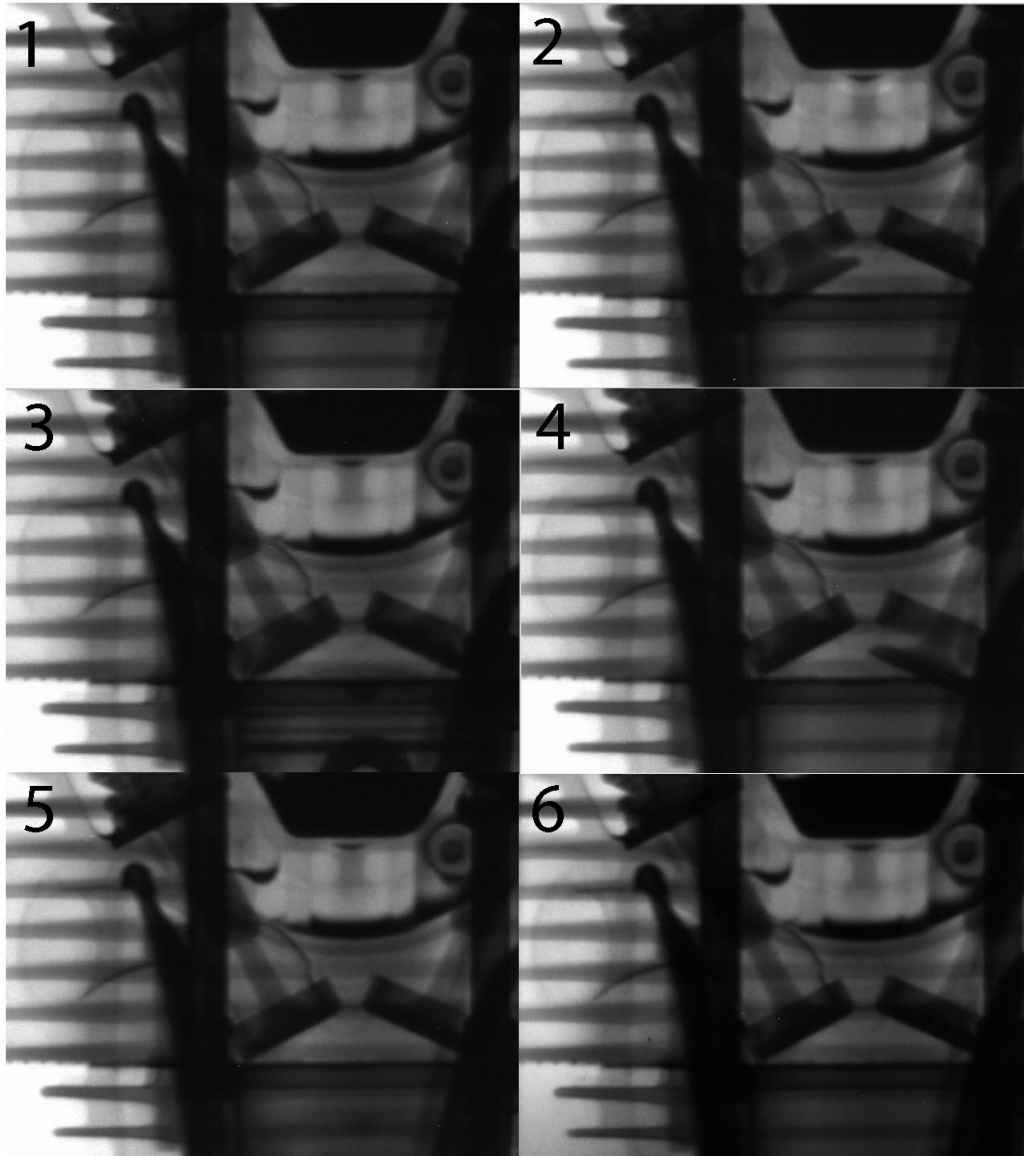


Abbildung 6.7: Echtzeitaufnahmen eines laufenden Motorradmotors. Erkennbar sind verschiedene Ventilstellungen und die Bewegung des Kolbens. Die Belichtungszeit betrug 6 ms pro Aufnahme. Der Motor lief mit einer Frequenz von 6.25 Hz (375 U/Min). Die Bilder 1 bis 5 sind auf das Strahlprofil korrigierte Bilder, Bild 6 ist eine unkorrigierte Aufnahme.

6 Erste Messungen

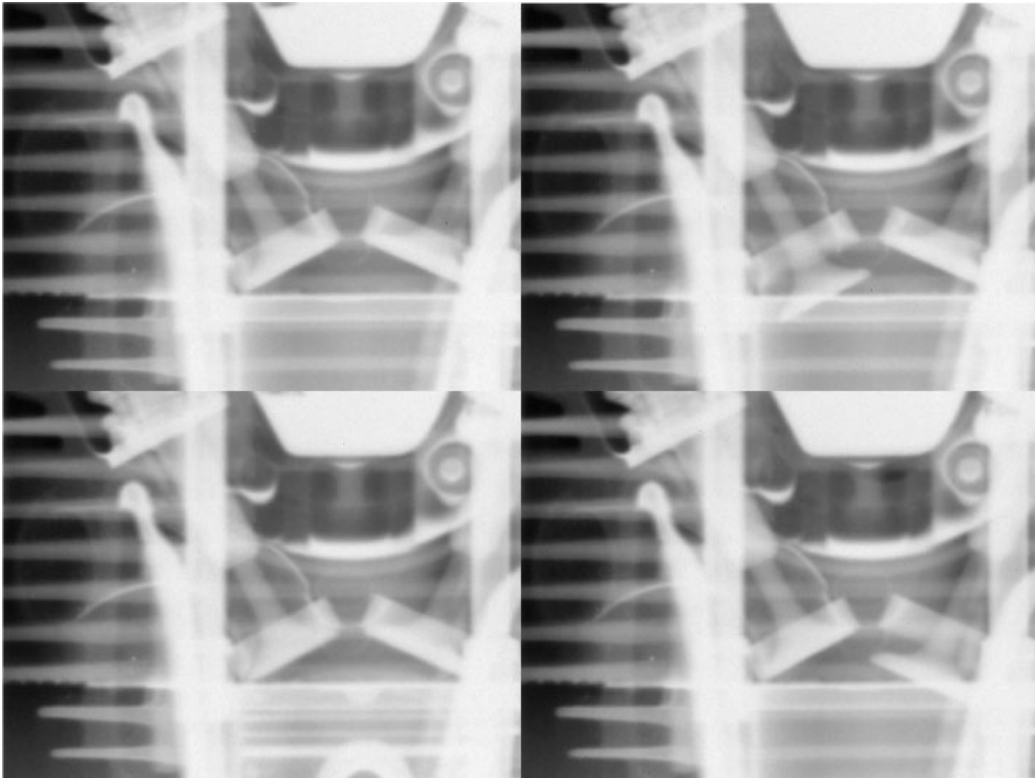


Abbildung 6.8: Darstellung der Kolben- und Ventilbewegungen mit logarithmischem Lookuptable. Die Originalaufnahmen wurden invertiert und anschließend mit einer logarithmischen Grauwertskala dargestellt.

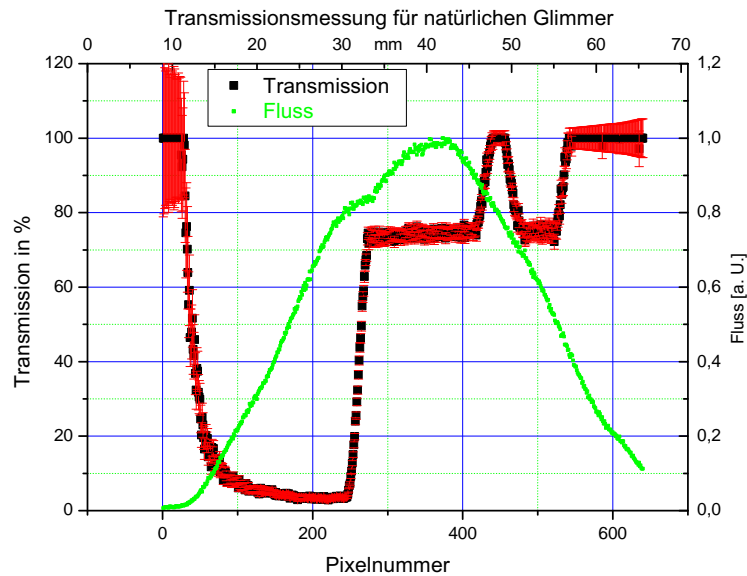


Abbildung 6.9: Transmissionsmessung von natürlichem Glimmer. Die Dicke der Platte betrug 5.4 cm. Bei Pixelnummer 450 befindet sich ein Loch im Glimmer, von Pixelnummer 0 bis Pixelnummer 250 wurde die Platte durch eine Cadmiumabschirmung bedeckt.

6.4 Absorption durch Glimmer

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden neben den dynamischen Objekten auch statische Messungen durchgeführt. Eine dieser Messungen war die Bestimmung der Neutronenabsorption durch Glimmer.

Glimmer ist einer der besten Isolatoren (spez. Widerstand: $10^{13} - 10^{15} \Omega \text{ m}$) und wird deswegen auch bei Experimenten mit Neutronen häufig verwendet. Die zu klärende Frage war, wie stark die Absorption durch eine 5.4 cm dicke Platte aus natürlichem Glimmer ist. Das Ergebnis dieser Messung wird in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Absorption wurde entlang einer Linie berechnet, auf der sich ein Loch im Glimmer, sowie eine Cadmiumabschirmung befindet (siehe Abbildung 6.10). In der Abbildung ist gleichzeitig ein Profilverlauf des Strahls eingezeichnet. Durch die geringe Strahlintensität an den Seiten werden die Fehler dort durch die mangelnde Statistik größer. Im Zentrum des Strahls liegt die Transmission T bei

$$T = 75\% \pm 2\%.$$

Der Absorptionskoeffizient für Glimmer ist damit $\mu = 0.053 \text{ cm}^{-1}$. Bei Pixelnummer 230 ist eine leichte Delle im Strahlprofil erkennbar. Diese Stelle

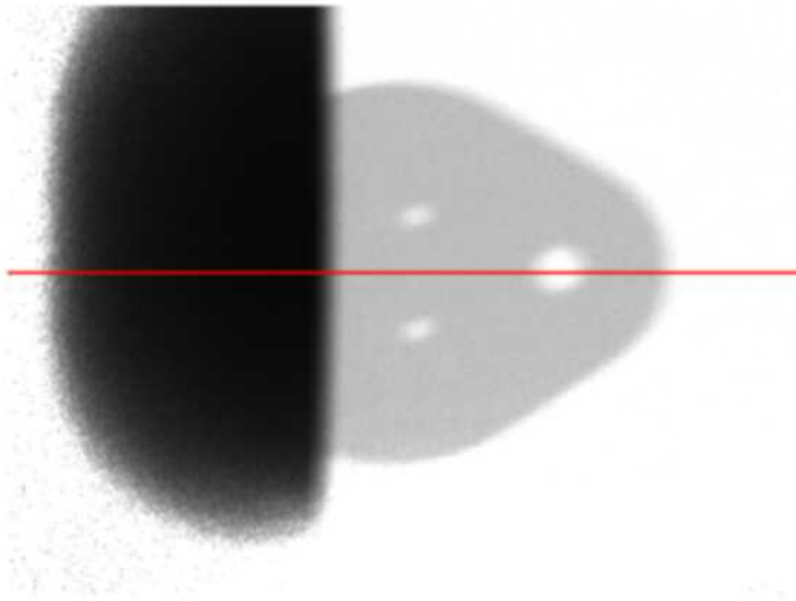


Abbildung 6.10: Transmissionsaufnahme von natürlichem Glimmer der Dicke 5.4 cm. Die schwarze Fläche am linken Rand ist eine Cadmiumabschirmung auf der Glimmerplatte.

entsteht durch eine Inhomogenität im Szintillator, beeinflusst aber das Ergebnis der Messung nicht, da für die Transmission nur Relativwerte bestimmt werden. Die Belichtungszeit für diese Aufnahme betrug 120 ms, wobei 3900 Graustufen genutzt wurden.

6.5 Strukturuntersuchung eines Zylinders aus Metallsphären

Auf Anfrage des Fraunhofer-Instituts Dresden wurde eine Messung zur Bestimmung der Verteilung von Metallsphären in einem Zylinder durchgeführt. Die verwendeten Stahlsphären haben einen Durchmesser von 1 mm und eine Wandstärke von etwa $100 \mu\text{m}$. Durch leichtes Erhitzen kleben diese Kugeln zusammen und können dadurch einen Zylinder nachbilden.

Der erhaltene Zylinder hat einen Durchmesser von 5 cm und ist wegen der geringen Materialmenge sehr leicht, aber trotzdem extrem robust. Da die Sphären beliebig angeordnet werden können und außerdem gut die Energie eines Aufpralls absorbieren, ist diese Konstruktion unter anderem interessant für den Automobilbau.

Eine Fragestellung war, ob die Kugeln gleichmäßig in Schichten oder unregelmäßig bei der Herstellung des Zylinders verteilt wurden. Dazu wurde der

6.5 Strukturuntersuchung eines Zylinders aus Metallsphären

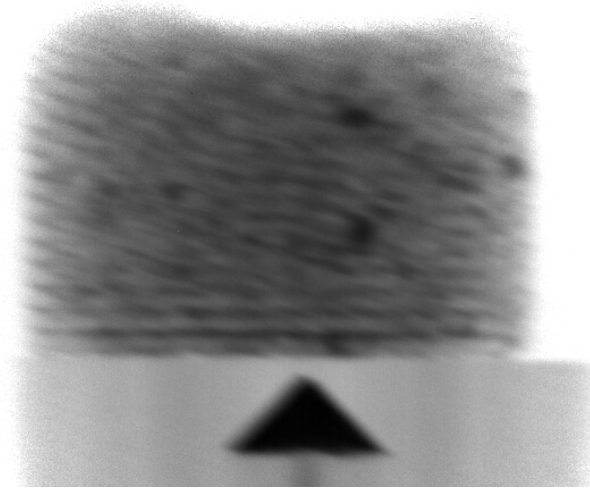


Abbildung 6.11: Anordnung der Stahlsphären im Zylinder.

Zylinder bei reduziertem Strahlquerschnitt (2 cm Blende) für 120 ms radio-
graphiert. Die Aufnahme (Abbildung 6.11) zeigt deutlich, dass die Kugeln in
den unteren vier Schichten gleichmäßig verteilt wurden. Zu höheren Lagen
hin verliert sich diese Ordnung immer mehr und geht in eine wellige Verteilung
über. Im oberen Teil liegen die Schichten diagonal versetzt.
Untersucht wurde außerdem, ob bei dem Herstellungsprozess der Kugeln
Rückstände von Plastik übrig blieben. Um die Absorptionskontraste bes-
ser erkennen zu können, wurde die Aufnahme in Falschfarben dargestellt
(Abbildung 6.12). Auf diesem Bild sind in der Mitte zwei rote Punkte er-
kennbar, an denen der Strahl besonders stark absorbiert wurde. Die Strahl-
abschwächung an diesen Stellen beträgt 62%. Bei einem Durchmesser die-
ser Punkte von $d = 0.3 \text{ cm}$ ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt
 $\mu_t = 3.2 \text{ cm}^{-1}$. Wasserstoff hat zum Vergleich einen totalen Wirkungsquer-
schnitt von $\mu_t = 3.41 \text{ cm}^{-1}$. Es handelt sich bei den Rückständen damit um
hochkonzentrierten Wasserstoff wie er in Plastik vorkommt.

6 Erste Messungen

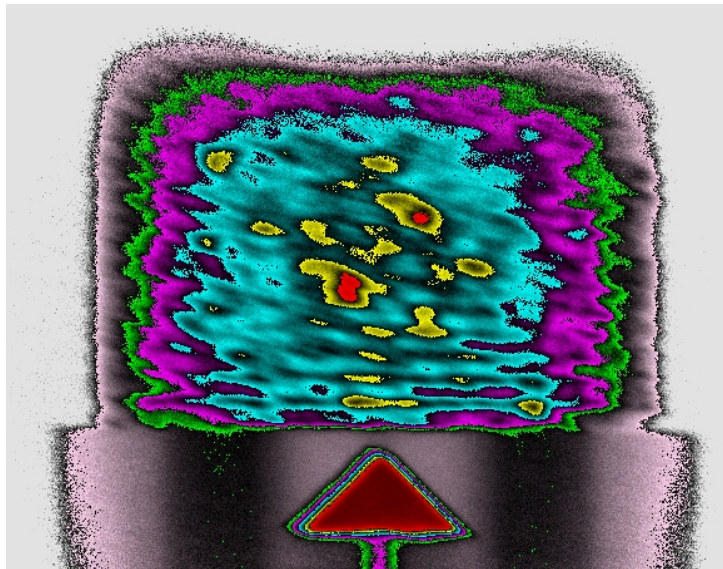


Abbildung 6.12: Defekte in der Sphärenverteilung. Rot steht für hohe Absorption.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Tomografie- und Radiografie-station am Institut Laue-Langevin aufgebaut und deren Eigenschaften charakterisiert. Weiterhin wurden erste Messungen durchgeführt, welche die möglichen Anwendungsgebiete dieser Anlage aufzeigen.

Der vorhandene thermische Neutronenstrahl hat eine homogene Strahlfläche von $17 \times 12 \text{ cm}^2$, sowie den weltweit höchsten Neutronenfluss einer Tomografestation von $3.0 \cdot 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Zusammen mit der moderaten Strahldivergenz von 6 mrad, besitzt diese Station ein großes Potential zur Messung von dynamischen Prozessen.

Aufgrund dieser Strahleigenschaften und dem neu entworfenen Detektorsystem war es möglich, zum ersten Mal Echtzeitaufnahmen eines laufenden Motorradmotors, sowie eines simulierten Einspritzvorgangs durchzuführen. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass Messungen eines realen Verbrennungsprozesses im Motor möglich sind. Für die nächste Messzeit ist die Radiografie solch eines Prozesses anhand eines mit Benzin betriebenen Stromgenerators geplant.

Bei den durchgeführten Messungen wurden in dieser Diplomarbeit außerdem Erkenntnisse über Verbesserungsmöglichkeiten des Kamerakastens und des Messbetriebs gewonnen. Dabei handelt es sich speziell um eine verbesserte Konstruktion des Spiegelhalters, sowie eine Erweiterung der verwendeten Kamerasoftware.

Die Weiterentwicklung der Software kann verknüpft werden mit der Implementierung des vorgestellten analytischen Rekonstruktionsalgorithmus. Dieser zeigt in den durchgeführten Untersuchungen die gleiche Qualität der rekonstruierten Daten, wie die bisher eingesetzte gefilterte Rückprojektion. Aufgrund der Vorgehensweise der analytischen Rekonstruktion wird eine verkürzte Rekonstruktionszeit erwartet. Durch eine Parallelisierung des Verfahrens ist eine Rekonstruktion in Echtzeit angestrebt.

Da diese Station ein Anwender-Instrument werden soll, ist weiterhin eine Vereinfachung der Positionierung der Proben in Vorbereitung.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Vergleich der unterschiedlichen Abschwächung von Röntgenstrahlung und Neutronen bei verschiedenen Kernladungszahlen Z | 6 |
| 2.2 | Abschwächung eines Neutronenstrahls durch Änderung des Abschwächungskoeffizienten | 8 |
| 3.1 | Übersicht der neuen Radiografie- und Tomografiestation am Strahl H9 | 12 |
| 3.2 | Radiografie des verwendeten <i>Kobayashi-Device</i> | 14 |
| 3.3 | Fit der Intensitätsverteilung durch eine Trapezfunktion | 15 |
| 3.4 | Messung der Strahldivergenz mit Hilfe der Kobayashi Methode | 16 |
| 3.5 | Bestimmung der horizontalen Divergenz | 17 |
| 3.6 | Bestimmung der vertikalen Divergenz | 17 |
| 3.7 | Lochkameraaufnahme der Quelle | 18 |
| 3.8 | Homogenität der Quelle | 19 |
| 3.9 | Messung des Flusses durch Goldfolienaktivierung | 20 |
| 3.10 | Homogenität des Flusses | 21 |
| 3.11 | Zeichnung des Blendensystems | 22 |
| 3.12 | Aufnahme des Strahlprofils der 20 mm Blende | 24 |
| 4.1 | Skizze zur Radontransformation | 26 |
| 4.2 | Dichte der Messpunkte im Fourierraum | 28 |
| 4.3 | Gewichtung der Bilddaten durch Verwendung eines Filters | 29 |
| 4.4 | Punktmaske zur Beschreibung des Rekonstruktionsvolumens | 31 |
| 4.5 | Maske nach der Faltung mit einer Gaussfunktion | 32 |
| 4.6 | Darstellung der Auflösung im Fourierraum | 33 |
| 4.7 | FRC der Rückprojektion für 15, 60 und 180 Projektionen | 35 |
| 4.8 | FRC des analytischen Rekonstruktionsalgorithmus bei verschiedenen Eigenwerten | 36 |
| 4.9 | FRC von gefilterter Rückprojektion und analytischer Rekonstruktion im Vergleich | 37 |
| 4.10 | Typische Artefakte der gefilterten Rückprojektion | 38 |
| 4.11 | Artefakte der analytischen Rekonstruktion | 38 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 5.1 | <i>Progressive-Scan</i> Sensoren | 42 |
| 5.2 | <i>Interline-transfer</i> Prinzip | 43 |
| 5.3 | <i>Lens-on-chip</i> Technologie | 43 |
| 5.4 | Draufsicht auf den geöffneten Kamerakasten | 45 |
| 5.5 | Spiegelhalter im Kamerakasten | 46 |
| 5.6 | Zeichnung des Kamerakastens mit Strahlengang | 47 |
| 5.7 | Bleiabschirmung der Kamera | 48 |
| 5.8 | Ausleserauschen der CCD-Kamera | 51 |
| 6.1 | Brennverzug in Abhängigkeit von der Kraftstoffkonzentration | 54 |
| 6.2 | Kraftstoffumsatz in Abhängigkeit von Kurbelwinkel und Luftverhältnis | 55 |
| 6.3 | Abschwächung durch eine Borsalzlösung während eines Einspritzvorgangs | 57 |
| 6.4 | Echtzeitaufnahme eines Einspritzvorgangs mit in Wasser gelöstem Borsalz | 59 |
| 6.5 | Echtzeitaufnahme eines Einspritzvorgangs in Falschfarbendarstellung | 60 |
| 6.6 | Motorteststand | 61 |
| 6.7 | Echtzeitaufnahmen eines laufenden Motorradmotors | 63 |
| 6.8 | Darstellung der Kolben- und Ventilbewegungen mit logarithmischem Lookuptable | 64 |
| 6.9 | Transmissionsmessung von natürlichem Glimmer | 65 |
| 6.10 | Transmissionsaufnahme von natürlichem Glimmer | 66 |
| 6.11 | Anordnung der Stahlsphären im Zylinder | 67 |
| 6.12 | Defekte in der Sphärenverteilung | 68 |

Literaturverzeichnis

- [App00a] Applied Scintillation Technologies, *Phosphor/Scintillator Data Sheet 40*, <http://www.appscintech.com>, 2000
- [App00b] Applied Scintillation Technologies, *Phosphor/Scintillator Data Sheet 41*, <http://www.appscintech.com>, 2000
- [Bil01] J. Bille, W.Schlegel, *Medizinische Physik II*, Springer Verlag, 201
- [Bru01] J. Brunner, *Aufbau eines Teststands für dynamische Neutronenradiographie eines Verbrennungsmotors*, Diplomarbeit TU München, 2001
- [Bru02] J. Brunner, E. Lehmann, B. Schillinger, *Dynamic Neutron Radiography Of A Combustion Engine*, Proc. 7th World Conf. on Neutron Radiography, 2002
- [Czi99] J. B. Czirr et al, *Performance and characteristics of a new scintillator*, Nuclear Instruments and Methods A, 424(1999) 15 - 19
- [Dem98] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer- Verlag, 1998
- [Dob94] L. Dobrzynski, K. Blinowski, M. Cooper (Editor), *Neutrons And Solid State Physics*, Ellis Horwood, 1994
- [Far91] E. W. McFarland, R. C. Lanza, G. W. Poulos, *Multi-Dimensional Neutron-Computed Tomography Using Cooled Charge-Coupled Devices*, IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol. 38, No.2, April 1991
- [Fer02] T. Ferger, H. Abele, J. Brunner, R. Gähler, B. Schillinger, J. R. Villard, *The new station for fast radiography and tomography at the ILL in Grenoble*, Proc. 7th World Conf. on Neutron Radiography, 2002
- [Fra96] J. Frank, *Three-Dimensional Electron Microscopy of Macromolecular Assemblies*, Academic Press, 1996

Literaturverzeichnis

- [Fuji03] Fuji, *Science Imaging Systems, What Is Imaging Plates?*
<http://home.fujifilm.com/products/science/ip/index.html>
- [Gnu02] M. Galassi et al, *GNU Scientific Library Reference Manual Edition 1.2, for GSL Version 1.2*, <http://www.gnu.org/software/gsl/>, 2002
- [Hag02] Y.K. Hagaa, K. Neriishib, K. Takahashib, N. Niimuraa, *Optimization of neutron imaging plate*, Nuclear Instr. and Methods in Physics A 487 (2002) 504–510, 2002
- [Her89] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, 3. Auflage, VDI- Verlag, 1989
- [Ipl00] Intel, *Intel Image Processing Library, Reference Manual*, <http://developer.intel.com>, 2000
- [ILL01] *The ILL Yellow Book*,
<http://www.ill.fr/pages/science/IGroups/yb.pdf>
- [Jae97] B. Jähne, *Digitale Bildverarbeitung*, 4. Auflage, Springer- Verlag, 1997
- [Kal00] W. Kalender, *Computertomographie*, Wiley- VCH Verlag, 2. Auflage, 2000
- [Kak88] A. C. Kak, M. Slaney, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*, IEEE Press, 1988
- [Kle02] K. Klepel, *Sichtbarmachung von Einspritzvorgängen in Motoren mittels Neutronenradiographie*, Facharbeit am Oskar von Miller Gymnasium in München, 2002
- [Klu72] A. KLug, R. A. Crowther, *Three-dimensional Image Reconstruction from the Viewpoint of Information Theory*, Nature, vol 236, pp. 435 - 440, 1972
- [Kob90] H. Kobayashi, H. Wakao, *Accurate measurement of L, D, and L/D for divergent Collimators*, Neutron Radiography, Proc. 3rd World Conf. Neutron Radiography Osaka 1989, printed 1990, pp. 889 - 892
- [Leh00] E.H. Lehmann et al., *Status and Prospects of Neutron Tomography in Europe*, Proc. 15th World Conference on Non-destructive testing, Rome, 2000
- [Leo94] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer- Verlag, 2. Auflage, 1994

- [Lyo91] L. Lyons, *A practical guide to data analysis for physical science students*, Cambridge University Press, 1991
- [NCNR92] National Institute of Standards and Technology, *Neutron Scattering Lengths And Cross Sections*, <http://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/list.html>, 1992
- [NCNR96] National Institute of Standards and Technology, *X-Ray Mass Attenuation Coefficients*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>, 1996
- [Ott02] E. Ott, *Einführung in die CCD-Technologie*, PCO- Imaging <http://www.pco.de>, 2002
- [Pco02] PCO, *Bedienungsanleitung SensiCam, Sensicam QE*, Version 02/2002, <http://www.pco.de>, 2002
- [Pov99] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 5. Auflage, Springer-Verlag, 1999
- [Pri02] P. Prinz, U. Kirch-Prinz, *C++ Lernen und professionell anwenden*, 2. Auflage, mitp- Verlag, 2002
- [PSI] E. H. Lehmann, <http://neutra.web.psi.ch/>
- [Rad17] J. Radon, *Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten*, Ber. Verh. Sächsische Akad. Wiss., Leipzig, Math. Phys. Kl. 1917:69,S.262-277
- [Ram71] G. N. Ramachandran, A. V. Lakshminarayanan, *Three dimensional reconstructions from radiographs and electron micrographs: Application of convolution instead of Fourier transforms*, Proc. Nat. Acad. Sci., vol. 68, pp. 2236-2240, 1971.
- [Russ99] J. C. Russ, *The Image Processing Handbook*, 3rd Edition, CRC Press, 1999
- [Sch01] M. Schneider, *Studies for neutron tomography at the Institute Laue-Langevin*, Diplomarbeit Universität Heidelberg, 2001
- [Schi99] B. Schillinger, *Neue Entwicklungen zur Radiographie und Tomographie mit thermischen Neutronen und zu deren routinemäßigem Einsatz*, Dissertation Technische Universität München, 1999
- [Schi03] B. Schillinger, Private Gespräche

Literaturverzeichnis

- [Schr02] R. Schröder, Private Gespräche
- [SFB224] Abschlussbericht Sonderforschungsbereich 224, *Motorische Verbrennung*, http://www.vka.rwth-aachen.de/sfb_224/, 2001
- [She74] L. A. Shepp, B. F. Logan, *The Fourier reconstruction of a head section*, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-21, pp. 21-43, 1974.
- [Sun99] R. Suntz, *Laserspektroskopische Untersuchung laminarer und turbulenter Flammen*, Habilitation Karlsruhe, 1999
- [Tak02] N. Takenaka, T. Kadowaki, Y. Kawabata, *Towards The Visualisation Of Fuel Cavitations In A Nozzle Of A Diesel Engine By Neutron Radiography*, Proc. 7th World Conf. on Neutron Radiography, 2002
- [Vol01] Volume Graphics, *VGStudio Max 1.0 User's Manual*, <http://www.volumegraphics.com>, 1999

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....
(Thomas Ferger)