

**Computertomographie mit Halo-Effekt –  
eine Prüfmethode durch kombinierte tomografische  
Verfahren mit Monte Carlo-Unterstützung**

zur Erlangung des akademischen Grades des  
Doktors der Naturwissenschaften  
an der Universität Konstanz, Fachbereich Physik

vorgelegt von

Hartmut Göbel

Tag der mündlichen Prüfung:

14. Mai 2002

Vorsitzender:

Herr Professor Dr. Ernst Bucher

Referent:

Herr Privatdozent Dr. Armin-Dietmar Karpf

Referent:

Herr Professor Dr. Heinz Dehnen

„Wer auf etwas stolz sein will,  
soll stolz sein auf das,  
was der Herr getan hat.“

1. Korinther 1, 31

Inhaltsverzeichnis	Seite
<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>1</b>
<b>1 Zielsetzung .....</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen.....</b>	<b>3</b>
2.1 Wechselwirkungsprozesse von Strahlung mit Materie .....	3
2.2 Linearer - und Massenschwächungskoeffizient.....	5
2.3 Energieabhängigkeit der Schwächungskoeffizienten .....	8
<b>3 Tomographische Prüfmethoden.....</b>	<b>10</b>
3.1 Transmissions-Computer-Tomographie (TCT) .....	10
3.2 Prinzip der TCT .....	11
3.3 Industrielle Meßanordnung – die CT-Anlage in Garching .....	13
3.4 Gamma-Scanning .....	19
3.5 Emissions-Computer-Tomographie (ECT).....	22
3.6 Bild-Rekonstruktionsverfahren .....	24
3.7 Das Rekonstruktionsverfahren dieser Arbeit.....	29
3.8 Abschirmungskorrektur-Verfahren .....	33
<b>4 Grenzen tomographischer Prüfmethoden .....</b>	<b>37</b>
4.1 Materialidentifikation bei Standard-CT-Anlagen .....	37
4.2 Probleme durch Falschidentifikation des Materials .....	41
4.3 Ein-Energieverfahren (Single Energy).....	42
4.4 Zwei-Energieverfahren (Dual Energy).....	43
4.5 Viel-Energieverfahren .....	44
4.6 Streu-Kombinationsverfahren .....	45
<b>5 Computertomographie mit Halo-Effekt.....</b>	<b>49</b>
5.1 Der Halo-Effekt – Idee und zugrunde liegende Physik.....	49
5.2 Aussagen durch Ausnutzen der Schwächungskoeffizienten bei ECT .....	53
5.3 ECT mit Halo-Effekt – Intensitätsverteilungen .....	55
5.4 ECT mit Halo-Effekt .....	58
5.5 Aufbau der Referenzanordnung.....	61
5.5.1 Technische Beschreibung .....	61
5.5.2 Meßdatenaufnahme und Auswerteverfahren.....	62
5.5.3 Detektoröffnung und Abtastschrittweite .....	64
<b>6 Modellierung mit einem Monte Carlo Programm .....</b>	<b>67</b>
6.1 Sinn der Monte Carlo Rechnungen.....	67
6.2 Das entwickelte Monte Carlo Streuprogramm.....	68
6.3 Verifizierung des Monte Carlo Streuprogramms .....	74
6.3.1 Vergleich berechneter und gemessener Werte .....	74
6.3.2 Überprüfung anhand der Haupt-Gammalinie von <sup>137</sup> Cs.....	79
6.3.3 Vergleich mit dem MCNP-Code von Los Alamos .....	81
<b>7 Ergebnisse .....</b>	<b>82</b>
7.1 Ergebnisse der Modellrechnungen .....	82
7.1.1 Monte Carlo Ergebnisdaten .....	82
7.1.2 Monte Carlo Diagramme .....	84
7.2 Ergebnisse der experimentellen Messungen .....	86
7.2.1 Halo-CT Meßergebnisse – Testobjekt.....	86
7.2.2 Meßergebnisse realer Objekte aus der industriellen Anwendung.....	91
7.3 Signifikanz der Materialidentifikation – Statistik .....	93
7.4 Zusammenfassende Beurteilung – Diskussion .....	94
<b>8 Anhang .....</b>	<b>95</b>
8.1 Literaturverzeichnis.....	95
<b>Danksagung .....</b>	<b>99</b>

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Computertomographie mit Halo-Effekt, eine neue Methode der tomographischen Untersuchung.

Die Methode erlaubt die verbesserte Bestimmung des Materials hinsichtlich seiner atomaren Zusammensetzung durch Auswertung und Tomographie der Streustrahlung unter bestimmten Winkeln. Diese Halo-Effekt-Tomographie geschieht zusätzlich zur konventionellen Tomographie, die wie üblich bei nur einer Energie  $E_0$  vorgenommen wird.

Parallel zur Messung werden die zu erwartenden Strahlungsanteile durch ein Monte Carlo Programm modelliert und dadurch mehrdeutige Ergebnisse bestimmter Energiebereiche differenziert. Auf Grundlage der physikalischen Wechselwirkungsprozesse errechnet das Monte Carlo Programm die zu erwartenden Meßdaten, Energiespektren sowie geschätzte Modell-Tomogramme für verschiedene Energiebereiche und Materialinventarien.

Neben dem Monte Carlo Modellierungscode für den Streustrahlungsuntergrund wird ein angepaßter tomographischer Rekonstruktionsalgorithmus beschrieben.

Die vorgestellte Methode der CT mit Halo-Effekt ermöglicht die verbesserte Identifizierung der Materialzusammensetzung und der Atomdichte von Objekten durch Kombination konventioneller Computertomographie mit Streustrahlungstomographie der einfach gestreuten Quanten der gleichen Quelle. Dies trägt dem in jüngster Zeit in der zerstörungsfreien Prüfung steigenden Interesse an einer genauen Bestimmung der atomaren Zusammensetzung eines Werkstücks (Fremdatom-Einlagerung, Struktur des Metallgefüges etc.) Rechnung.

## 1 Zielsetzung

Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Methode der ‘CT mit Halo-Effekt’ ist es, durch Messung der Tomographie-Streustrahlung und Modellierung des zu erwartenden Streuuntergrunds mit einem Monte Carlo Code, eine verbesserte Bestimmung des Materials hinsichtlich seiner exakten Zusammensetzung ( $\rightarrow Z_{eff}$ ) und seiner Dichte  $\rho_{mass}$  zu ermöglichen.

Gerade in jüngster Zeit wächst das Interesse an einer genauen Bestimmung der atomaren Zusammensetzung eines Objekts bzw. Werkstücks (Fremdatom-Einlagerung, kristalline Struktur des Metallgefüges etc.).

Die Computertomographie (CT) hat sich neben anderen Prüfverfahren in der zerstörungsfreien Materialprüfung in verschiedenen Anwendungsfällen bewährt. Das Prüfobjekt wird hierbei aus mehreren Richtungen durchleuchtet. Aus den dabei gemessenen eindimensionalen Projektionen wird mit Standardrekonstruktionsverfahren wie der gefilterten Rückprojektion ein zweidimensionales Abbild eines ebenen Schnittes durch das Objekt berechnet. Durch die Auswertung von Tomographien lassen sich Objektbereiche untersuchen, die auf einem Röntgenbild nicht oder nur unzureichend dargestellt werden können, da bei einer Röntgendurchleuchtung nur der Gesamtschatten aller Einzelteile abgebildet wird.

Bisher beschränkt sich jedoch der Einsatz der Computertomographie auf den Forschungs- und Entwicklungsbereich sowie auf die Prüfung besonders wichtiger und teurer Bauteile mit dem Ziel des Auffindens von Fehlstellen. Der Grund liegt in der auf die Abbildung von größeren Dichteunterschieden (Fehlstellen) beschränkten Aussage des CT-Bildes. Eine verbesserte Materialcharakterisierung in der CT ist Ziel dieser Arbeit.

Auch bei bekanntem Ausgangsmaterial interessiert im Rahmen der Qualitätsprüfung nach einer Weiterverarbeitung die atomare Zusammensetzung an kritischen Stellen.

Anwendungsbeispiele sind etwa die Oberflächenschicht von Nockenwellen nach einem Härtingsprozeß oder die Einbrandtiefe bei Schweißnähten, in deren Bereich sich die effektive Ordnungszahl  $Z_{eff}$  und die effektive Atomdichte  $n_{eff}$  durch den Bearbeitungsprozeß ändern.

Ebenso von Bedeutung ist die Untersuchung radioaktiver Abfallgebinde, wo neben dem Zustand des abschirmenden Behälters besonders das Nuklidinventar, dessen aktuelle Aktivität sowie das Abschirmungsmaterial, in dem die Aktivität eingebettet wurde interessieren. Diese Punkte lassen sich besonders gut mit Hilfe tomographischer Verfahren untersuchen und bildgebend veranschaulichen.

Zudem läßt sich durch die zusätzliche Auswertung auch der Streustrahlung (→ ‘Halo’) mehr Information innerhalb der gleichen Meßzeit gewinnen. Damit ließe sich umgekehrt die Meßzeit verkürzen, geht man davon aus, daß eine bestimmte Informationsmenge genügt, ein Objekt zu charakterisieren.

Die Verkürzung der Gesamt-Meßzeit ist ein großes Anliegen der Technik an die Computertomographie bzw. an die zerstörungsfreie Prüfung. Sie ließe sich einerseits durch eine schnellere Rekonstruktion, andererseits durch Verkürzung der echten Meß-Zeiten erreichen. Die Rekonstruktionszeit hängt von der Leistungsfähigkeit des verwendeten Rechnersystems und dem Algorithmus ab. Erstere verbessert sich heute ca. alle sechs Monate; die Algorithmen sind inzwischen weitestgehend optimiert.

Interessant ist eine Verkürzung der echten Meß-Zeit. Zur Erlangung aussagekräftiger Bilder ist sowohl eine Mindestmeßzeit pro Meßposition für ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis, als auch eine Mindestanzahl von Projektionen (Winkelstellungen) erforderlich. Eine geringere Zahl von gemessenen Projektionen führt zur Ausbildung von Artefakten (künstlichen Bildstörungen), die die Auswertung des Bildes einschränken. Dies ließe sich durch die Verwendung von Zusatzinformation aus der Streustrahlungsuntersuchung beheben, so daß eine kürzere Meßzeit möglich wäre.

In Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit werden einführend die physikalischen Grundlagen sowie in Kapitel 3 die Prinzipien der Computertomographie dargestellt. Ein analytisches Rekonstruktionsverfahren auf Grundlage der gefilterten Rückprojektion wird anschließend beschrieben.

Die Grenzen der verschiedenen tomographischen Prüfverfahren und die daraus resultierenden Probleme in der Materialcharakterisierung werden in Kapitel 4 diskutiert.

In Kapitel 5 wird die Computertomographie mit Halo-Effekt vorgestellt. Diese Methode, die auf einer Modellierung des Streustrahlungsuntergrundes und dessen Miteinbezug in die Tomographie basiert, wird ausführlich beschrieben.

Das für die Modellierung der Streustrahlung entwickelte Monte Carlo Programm wird in Kapitel 6 erläutert.

In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Untersuchungen, sowohl die der experimentellen Messungen als auch der theoretischen Rechnungen, gezeigt und diskutiert.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Wechselwirkungsprozesse von Strahlung mit Materie

Bei der Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie treten mehrere verschiedene Prozesse auf. Die drei Haupt-Prozesse sind: (1) Photoeffekt, (2) Comptoneffekt und (3) Paarbildung werden je nach Art der Wechselwirkung noch untergliedert [Eva55], [Dav65]. Eine Übersicht gibt die Tabelle 2.1.

(1) Beim Photoeffekt – auch Photoabsorption genannt – gibt das Photon seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron ab, welches damit seine Bindung aufbricht und den Rest als kinetische Energie mit sich trägt. Der Photoeffekt zeigt Resonanzen bei den Energien der jeweiligen Elektronen'bahnen' (K-, L-Schale), was sich experimentell in den Absorptionskanten niederschlägt. Entsprechend dominiert der Photoeffekt bei niedrigen Energien (unter 200 [keV]). Die Impulserhaltung läßt sich zwischen einem Teilchen mit Ruhemasse Null (Photon) und einem Teilchen mit endlicher Ruhemasse ( $e^-$ ) allein nicht erfüllen. Es muß deshalb ein Impulsübertrag auf den Kern stattfinden. Da die inneren Schalen am stärksten an den Kern gekoppelt sind, findet der Photoeffekt hauptsächlich in den K- und L-Schalen statt. Der Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption wächst im Bereich der Absorptionskanten proportional zur fünften Potenz der Ordnungszahl des Absorbermaterials ( $\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^5$ ) im Mittel bzw. für hohe Energien gilt  $\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^{3,5}$ .

Ordnungszahl **Z**

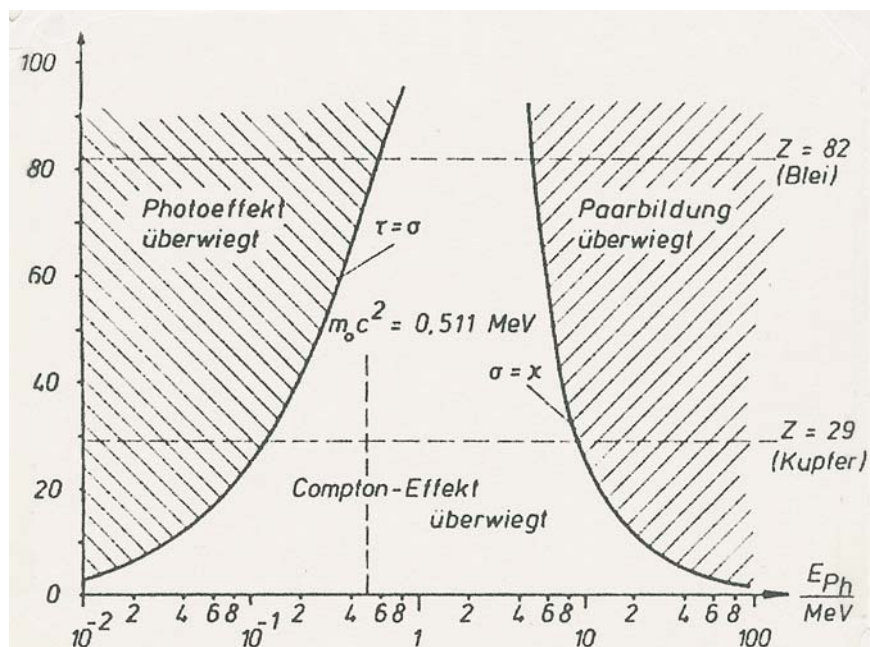


Abbildung 2.1 Abgrenzung der Bereiche, in denen Photoeffekt, Streuung und Paarbildung den überwiegenden Anteil an der Schwächung von Gammaquanten verursachen, in Beziehung zur Ordnungszahl Z.

(2) Beim Comptoneffekt werden Gammaquanten mit Energien deutlich oberhalb der Bindungsenergie der Elektronen des Absorbermaterials an diesen gestreut. Für die Gammaquanten sind die Elektronen aufgrund des Energieunterschieds quasi frei und in Ruhe. Das am Stoßprozeß beteiligte Elektron übernimmt einen Teil der Energie, so daß sich beide vom Streuort entfernen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Photons der Energie  $h \cdot \nu$  in das Raumwinkelement  $d\Omega$  ergibt sich aus der Klein-Nishina-Formel:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Compton}} = \left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{[1 + E \cdot (1 - \cos\vartheta)]^2} \cdot \left[ \frac{E^2 \cdot (1 - \cos\vartheta)^2}{1 + E \cdot (1 - \cos\vartheta)} + 1 + \cos^2\vartheta \right] \quad (2.1)$$

mit 
$$E = \frac{h \cdot \nu}{m_0 \cdot c^2}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt (Gleichung 6.2, Seite 72) folgt daraus durch Integration über alle Raumwinkel. Bei niedrigeren Gammaenergien geht die Comptonstreuung in die elastische bzw. kohärente Thomsonstreuung ohne Energieabgabe an das Elektron und schließlich in Raleighstreuung an gebundenen Elektronen über ( $\rightarrow$  klassische Elektrodynamik).

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Thomson}} = \left(\frac{e^2}{4\pi m_0 c^2}\right)^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos^2\vartheta) \quad (2.2)$$

Charakteristisch für alle Streuprozesse ist die Ablenkung des Photons bzw. Gammaquants aus seiner ursprünglichen Flugrichtung ohne (kohärente) bzw. mit Änderung seiner Energie (inkohärente Streuung).

(3) Bei der Paarbildung wandelt sich ein Gammaquant im Coulombfeld des Kerns oder der Hülle in ein Elektron-Positron-Paar um. Die kinetische Energie des Paares ist gleich der Energie des Gammaquants abzüglich der Ruhemasse der beiden Teilchen von  $2 \times 511 = 1022$  [keV].

Eine ausführlichere Übersicht gibt die Tabelle 2.1 auf der nächsten Seite.

Die in dieser Arbeit betrachteten Verfahren der Durchstrahlungsprüfung beschränken sich allerdings auf Gammaenergien unterhalb 1332,5 [keV] (= die höhere der beiden charakteristischen  $\text{Co}^{60}$ -Linien), so daß Paarbildung sowie Kern-Prozesse (Kern-Photoeffekt, resonante Kernstreuung, Delbrückstreuung am Coulombfeld des Kerns, etc.) vernachlässigbar klein sind.

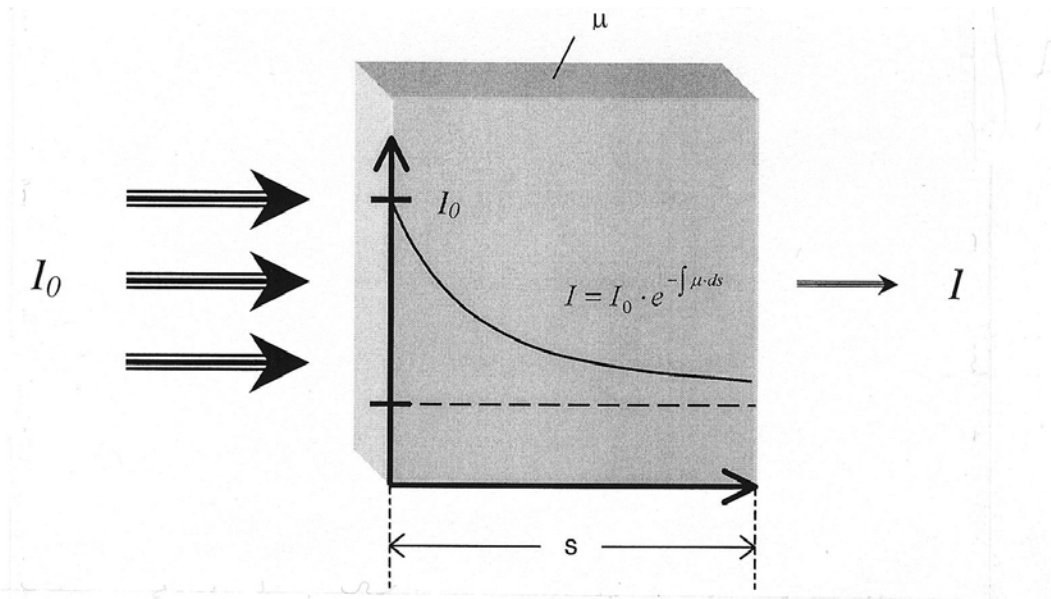


Ww.-Prozeß	Name	Art der Ww.	Energiebereich	Z-Abhängigkeit
Photoabsorption	Photoeffekt	mit gebundenen $e^-$ (Hülle), alle Energie geht an das $e^-$	100 – 500 [keV] ( $aE \sigma_e$ )	$Z^5$ (Absorpt.kanten) $Z^3$ (außerhalb)
Streuung an Elektronen	Raleigh-Streuung (Elektronen Resonanz-Streuung)	an gebundenen Atom- $e^-$	< 1 [MeV], groß für kleine Streuwinkel	$Z^2$ (kleine Winkel) $Z^3$ (große Winkel)
	Thomson-Streuung	elastische Streuung an freien $e^-$ , nur Richtungsänderung ohne Energieabgabe	alle (energieunabhängig)	Z
Streuung an Elektronen		an gebundenen Atom- $e^-$	< 1 [MeV], klein für kleine Streuwinkel	Z
	Compton-Effekt	inelast. Streuung an freien $e^-$ , Richtungsänderung und Energieabgabe an das $e^-$	500 – 1000 [keV] ( $aE \sigma_e$ )	Z
Kern-Photoeffekt		mit dem Kern als Ganzes	10 – 30 [MeV]	
Streuung am Kern	Mößbauer-Effekt	mit dem ganzen Kristallgitter, abhängig von den Kern-Energieniveaus	nur extrem scharfe Linien	
	Kernresonanzstreuung	mit dem Kern als Ganzes, abhängig von den Kern-Energieniveaus	10 – 30 [MeV], wenige Resonanzen unter 10 MeV	$Z^2/A^2$
Streuung am Kern	Kern-Thomson	mit dem Kern als Ganzes, unabhängig von den Kern-Energieniveaus	alle (energieunabhängig), $\lambda \gg$ Kernradius	$Z^4/A^2$
	Kern-Compton	an einzelnen Nukleonen	> 100 [MeV] $\lambda \ll$ Kernradius	
Ww. mit dem Coulombfeld	Elastische Paarbildung	im Coulombfeld des Kerns	ab 1022 keV $E > 5$ [MeV], ( $aE \sigma_a$ )	$Z^2$
	Inelastische Paarbildung, Tripletproduktion	im Coulombfeld der Elektronen	$E > 2$ [MeV], ( $aE \sigma_a$ )	Z
Delbrück-Streuung	Kernpotentialstreuung	im Coulombfeld des Kerns	( $aE \sigma_a$ )	$Z^4$

Tabelle 2.1 Übersicht über Wechselwirkungsprozesse von Gammastrahlung mit Materie im Energiebereich 50 [keV] bis 50 [MeV].

## 2.2 Linearer - und Massenschwächungskoeffizient

Alle Durchstrahlungsverfahren der zerstörungsfreien Prüfung nutzen die exponentielle Schwächung der Strahlung beim Durchgang durch Materie.



Die Abnahme der Intensität  $-dI$  im Strahl auf dem differentiellen Weg zwischen  $s$  und  $s+ds$  ist proportional zur Eingangsintensität  $I_0$  und zur Wegstrecke  $ds$ . Der Verlust an eingestrahlenen Quanten durch inkohärente Streuung sowie Absorption wird durch die folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$-\frac{dI}{ds} = \mu_{lin}(s) \cdot I \quad (2.3)$$

$$\Leftrightarrow \frac{dI}{I} = -\mu_{lin}(s) \cdot ds \quad (2.4)$$

$$\Leftrightarrow \boxed{I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(s) \cdot ds}} \quad \text{Lambert-Beer'sches Gesetz} \quad (2.5)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\mu$  bzw.  $\mu_{lin}$  wird linearer Absorptionskoeffizient bzw. linearer Schwächungskoeffizient genannt.  $\mu_{lin}$  hat die Dimension  $[1/\text{cm}]$ .

$$\mu_{lin} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] = \sigma_{tot} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{Atom}} \right] \cdot N \left[ \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3} \right] \quad (2.6)$$

Anstelle von  $\mu_{lin}$  findet man in der Literatur häufiger den Massenschwächungskoeffizient  $\mu_{mass}$  mit der Dimension  $[\text{cm}^2/\text{g}]$  tabelliert, der gleich  $\mu_{lin}$  dividiert durch die Massendichte  $\rho_{mass}$  ist:

$$\mu_{mass} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] = \frac{\mu_{lin}}{\rho_{mass}} \quad (2.7)$$

Der Massenschwächungskoeffizient besitzt fundamentalen Charakter als der lineare Schwächungskoeffizient, weil er unabhängig von der Dichte und damit auch unabhängig vom Aggregatzustand (fest, flüssig, gasförmig) des Absorbermaterials ist. Die Massenschwächungskoeffizienten einiger Elemente sowie von Zement mit dem jeweiligen prozentualen Beitrag der physikalischen Wechselwirkungsprozesse zeigt Tabelle 2.2:

Element	Ordnungszahl <b>Z</b>	Energie [keV]	$\mu_{\text{total}}$ [cm <sup>2</sup> /g]	Wechselwirkung		
				Prozentualer Photoabsorption	Anteil der [%] elastische Str. (Thomson)	inelast. Str. (Compton)
<b>C</b>	6	10	2,22	84,4	6,9	8,7
		50	0,184	4,6	0,8	94,6
		100	0,152	0,5	2,0	97,5
		200	0,123	0,1	0,1	99,8
leichter Zement <sup>1)</sup>	<11,4>	10	23,5	94,6	3,8	1,6
		50	0,352	35,2	11,2	53,6
		100	0,175	8,0	5,1	86,9
		200	0,127	1,2	1,8	97,0
<b>Al</b>	13	10	26,2	97,6	1,7	0,7
		50	0,353	44,3	9,6	46,1
		100	0,169	10,2	5,0	84,8
		200	0,122	1,5	1,8	96,7
<b>Cu</b>	29	10	225	99,3	0,6	0,1
		50	2,52	89,5	4,4	6,1
		100	0,459	63,0	7,5	29,5
		200	0,157	23,0	3,1	73,9
<b>Sn</b>	50	10	147	98,3	1,6	0,1
		50	10,8	96,3	2,4	1,3
		100	1,70	88,1	4,1	7,3
		200	0,330	62,3	6,6	31,1
<b>Pb</b>	82	10	142	96,7	3,2	0,1
		50	8,49	92,1	6,3	1,6
		100	5,73	94,9	3,0	2,1
		200	0,983	85,5	4,6	9,9

Tabelle 2.2 Massenschwächungskoeffizienten einiger Stoffe mit Vergleich des jeweiligen Anteils der physikalischen Wechselwirkungsprozesse nach C. M. Davison [Dav65].  
<sup>1)</sup> 'leichter Zement': Kein Abschirmungs-Zement, d. h. ohne die Dichte erhöhende Zusatzstoffe.

Zement wurde hier aufgrund des in Kapitel 4 geschilderten Problems seiner Ähnlichkeit zu Aluminium bei Standard-Radiographie- und Tomographiesystemen der zerstörungsfreien Prüfung aufgeführt.

Physikalisch entspricht der Massenschwächungskoeffizient eines Materials seinem totalen Wirkungsquerschnitt pro Atom, multipliziert mit der Zahl der Atome pro Gramm.

### 2.3 Energieabhängigkeit der Schwächungskoeffizienten

Die Schwächungskoeffizienten aller Materialien hängen entsprechend den die Strahlung schwächenden Wechselwirkungsprozessen von der Energie ab. In dem in der Medizin und der zerstörungsfreien Prüfung gängigen Energiebereich von 50 bis 1350 [keV] dominiert anfangs bis ca. 200 [keV] der Photoeffekt, der im Mittel mit  $E^{-3,5}$  von der Energie abhängt. Alle Massenschwächungskoeffizienten nehmen daher bis etwa 200 [keV] mit wachsender Energie ab, durchlaufen ein Minimum und steigen mit zunehmender Bedeutung des Comptoneffekts wieder an. Mit Hinzukommen des Paarbildungseffekts ab 1022 [keV] steigen alle Schwächungskoeffizienten zusätzlich mit wachsender Energie an.

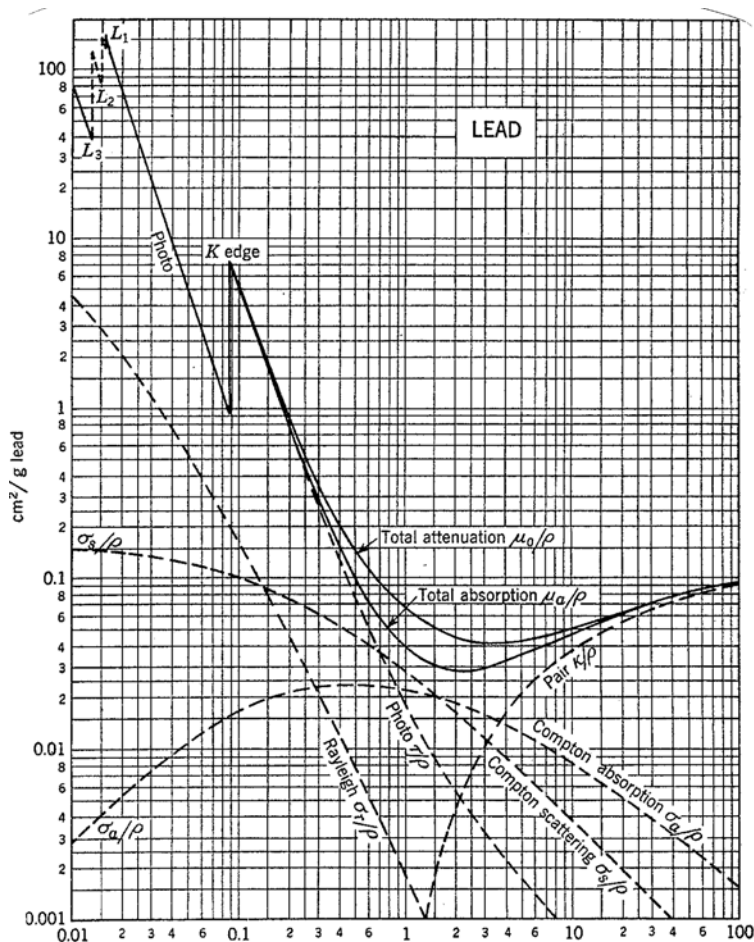


Abbildung 2.2 Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse für Gammaquanten in Blei über der Energie.

Die Kurvenform ist für alle Materialien in etwa gleich bei unterschiedlicher Energieabhängigkeit: Im keV-Bereich anfangs ein Maximum durch die Photoabsorption, dann abfallend zu einem Minimum bei mittleren Energien (300 - 3000 [keV] und wieder ansteigend durch Paarbildung, die ab 1,022 [MeV] gerade einsetzt.

Materialien mit unterschiedlicher Ordnungszahl  $Z$  haben verschiedene Elektronenschalen K, L, M, ...

Der Photoeffekt hängt bis zu  $Z^5$  von der Energie ab.

Die Schwächungskurven zweier Materialien unterscheiden sich daher am deutlichsten im Bereich des Photoeffekts.

Abbildung 2.2 auf der vorangehenden Seite zeigt den Verlauf des Massenschwächungskoeffizienten über der Energie am Beispiel von Blei.

Typisch sind die bei wenigen keV sehr hohen Werte des Massenschwächungskoeffizienten  $\mu_{mass} = \mu_{lin}/\rho_{mass}$  im Bereich der Photoabsorption mit K- und L-Kanten, abfallend bis zu einem Minimum im Bereich des Comptoneffekts und wieder leicht ansteigend durch Einsetzen und Zunahme der Paarbildung.

Die Schwächungskurven unterscheiden sich am deutlichsten im Bereich des Photoeffekts, wo der Einfluß der Elektronenorbitale mitwirkt. Dies gilt auch für hinsichtlich ihrer Massendichte ähnliche Materialien.

Je mehr der Comptoneffekt an Bedeutung gewinnt, d. h. die Streuung an quasi freien Elektronen zunimmt, desto geringer unterscheiden sich die Massenschwächungskurven und um so ähnlicher erscheinen Materialien mit im Mittel gleicher Elektronendichte.

Gegenstand dieser Arbeit ist es, die bei der Durchstrahlung im Comptonbereich auftretenden Material-Ähnlichkeiten mittels der Methode der Computertomographie mit Halo-Effekt zu verringern.

### 3 Tomographische Prüfmethode

#### 3.1 Transmissions-Computer-Tomographie (TCT)

Die Transmissions-Computer-Tomographie (TCT) liefert Schnittbilder des Objektinneren von strahlenschwächenden Objekten. Der Name ‘Tomographie’ ist eine Zusammensetzung aus den griechischen Worten<sup>1</sup> „*tomos*“ für Schnitt und „*graphein*“ = schreiben, ‘abbilden’.

Unter Nutzung der Transmissionseigenschaften von Röntgen- bzw. Gammastrahlen wird ein Bild der Verteilung von strahlenschwächenden Substanzen in einem Meßobjekt erzeugt.

Erste Anwendungen der Computer-Tomographie (CT) gab es 1956 in der Radioastronomie durch Bracewell [Bra56], der die Verteilung der Mikrowellenemission der Sonne durch Rückprojektion der Messungen aus verschiedenen Winkeln bestimmte. Bracewell stützte sich auf eine Arbeit des Mathematikers Radon von 1917, der bewies, daß der Integrand

$\mu(x,y,z)$  des Linienintegrals  $\int \mu(xyz)ds$  eindeutig aus einer unendlichen Zahl von Linien-

integralen bestimmt werden kann [Rad17]. Entsprechend kann eine Verteilung  $\mu(x,y,z)$  von Schwächungskoeffizienten innerhalb eines Objekts eindeutig aus unendlich vielen verschiedenen Integralen dieser Verteilung zurückgewonnen werden. Bracewell zeigte in seinem „projection slice theorem“, daß eine eindeutige Rekonstruktion der Verteilung  $\mu(x,y,z)$  auch für eine endliche Anzahl von Linienintegralen bzw. Winkelstellungen möglich ist. In den folgenden Jahren wurde die Computertomographie in der Röntgenradiologie [Old61], [Cor63], [Kuh63] und in der Elektronenmikroskopie [Ros68] angewandt. Für die Entwicklung des ersten Computertomographen 1972 erhielt Hounsfield [Hou72] 1979 den Nobelpreis für Medizin zusammen mit Allan Cormack, der unabhängig davon einen Teil der Rekonstruktionsalgorithmen entwickelte [Cor63].

Die Entwicklungsfortschritte auf dem Gebiet der Transmissions-Computertomographie im medizinischen Bereich seit ihrem Beginn im Jahre 1972 bis 1999 zeigen sich am deutlichsten anhand der Verbesserungen der Bildqualität. Eine Übersicht hierzu gibt Tabelle 3.1. Die Fortschritte in Bezug auf die Wartbarkeit, Wirtschaftlichkeit sowie den Nutzungsbereich kommen zu den aufgeführten noch hinzu.

---

<sup>1</sup> τομoς: Schnitt, schneidend, scharf; γραφη: Abbildung

Jahr	Typ <sup>1)</sup>	Meßzeit [s]	Rekonstruktionszeit [s]	Bildmatrix	Graustufen	Pixelgröße [mm]	Meßfeldgröße [mm]	Auflösung [Linien/mm]	minimaler Kontrast <sup>2)</sup>
1972	A	300	1200	80 x 80	16	3	250	25	(unbekannt)
1977	B	5	1	256 x 256	64	< 2	500	30	0,50
1982	C	3	1	512 x 512	128	< 1	500	60 - 90	0,35
1997	D	< 0,1	0	1024 x 1024	256	< 0,1	1400	10 <sup>4</sup> - 10 <sup>5</sup>	< 0,10
1999	E	< 0,01	0	4096 x 4096	farbig	< 0,05	1400	10 <sup>5</sup>	0,03

Tabelle 3.1 Entwicklungsfortschritte der (Transmissions-)Computertomographie von 1972 bis 1996. Die Tabelle gibt typische Werte wieder, die je nach System abweichen können.

<sup>1)</sup> **A:** Einzelstrahl-Linear-Scanner, **B:** Fächerstrahl, rotierende Quelle und Detektorsystem, **C:** Fächerstrahl, rotierende Quelle, stationäres 360°-Detektorsystem, **D, E:** speziell ausgelegte Anlagen.

<sup>2)</sup> Der minimale Kontrast bezieht sich auf die noch sichtbare Abweichung von Wasser.

### 3.2 Prinzip der TCT

Das Ziel der Computer-Tomographie (CT) ist die zerstörungsfreie Bestimmung der Verteilung der Schwächungskoeffizienten  $\mu(x,y)$  in einer Schnittebene des Objekts. Diese Verteilung  $\mu(x,y)$  läßt sich nach [Rad17] bzw. [Bra56] durch 'Rückprojektion' von endlich vielen extern an verschiedenen Positionen (linear zum Objekt und um das Objekt herum) gemessenen Linienintegralen durch das Objekt rekonstruieren. Die Rekonstruktion wird um so genauer, je mehr ortsverschiedene Durchleuchtungen des Objekts einfließen, d. h. je mehr Meßpositionen in Form von Winkeln und Translationspositionen aufgenommen wurden. Die Aufnahme von linear zueinander verschobenen Meßpositionen (Translationspositionen) relativ zum Objekt ist ebenso wichtig wie verschiedene Winkelstellungen. Anschaulich könnte ohne linear versetzte Meßpositionen ein hochdichter Ring nicht von einer mittel-dichten Scheibe gleicher integraler Schwächung unterschieden werden. Bei Messung nur unter verschiedenen Winkeln um diese kreisförmigen Objekte herum würden beide die gleichen Daten liefern.

Die Gesamtzahl der Meßpositionen ergibt sich aus der Zahl der Winkel multipliziert mit der Anzahl der Translationspositionen pro Winkelstellung. Typisch sind etwa  $360 \times 512 = 184.320$  Meßpositionen. Die Zahl der Translationspositionen bedingt die Zeilen- und Spaltenanzahl der dann erzeugten Bildmatrix, hier  $512 \times 512$ , wenn keine Skalierung mehr durchgeführt wird (Skalierungsfaktor = 1).

Das Prinzip der CT ist am einfachsten am Modell des Einzelstrahl-Linear-Scanners zu verstehen, der auch als erster Computertomograph realisiert wurde.

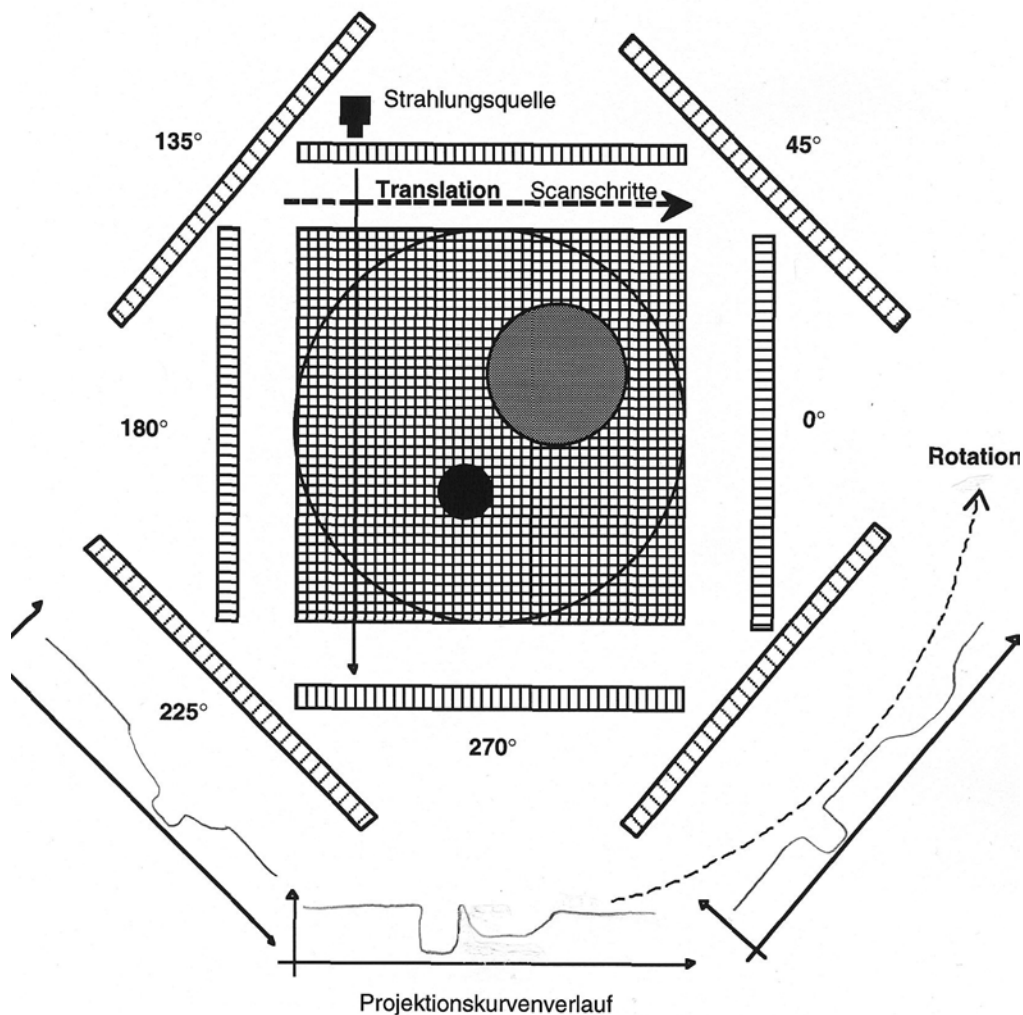


Abbildung 3.1 Funktionsprinzip eines Computertomographen am Modell des Einzelstrahl-Linear-Scanners. Das Tomographieobjekt wird über einen Winkelbereich von  $180^\circ$  in konstanten Winkelschritten  $\Delta\theta$  gedreht. Durch eine zusätzliche translatorische Verschiebung des Objekts für jede Winkelstellung wird jeweils das Transmissionsspektrum für Meßpunkte in konstantem Abstand  $\Delta s$  registriert.

Die inzwischen in der Medizin verbreiteteren Fächerstrahlanlagen beruhen auf dem gleichen Prinzip. Um die Meßzeit zu verringern, wird das Objekt bei diesem Typ allerdings von einem fächerförmigen Strahlenbündel durchleuchtet, so daß gleichzeitig mehrere Detektoren eine Projektion aufnehmen. Die fächerförmige Strahlgeometrie, die sich ergibt, wenn ausgehend von einer Quelle ein Kreissegment von Detektoren bestrahlt werden soll, erfordert allerdings geometrische Korrekturen bei der Bildrekonstruktion.



### 3.3 Industrielle Meßanordnung – die CT-Anlage in Garching

Die experimentellen Messungen zu dieser Arbeit wurden am Groß-Tomograph des Instituts für Radiochemie der Technischen Universität München in Garching durchgeführt. Es handelt sich um eine kombinierte Radiographie - / CT-Anlage der Fa. Isotopentechnik Dr. Sauerwein, deren Schemaskizze in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Die Anlage besteht aus vier Hauptkomponenten:

- $^{60}\text{Co}$ -Durchstrahlungsquelle
- Manipulatoreinheit (CT-Drehtisch) zur Translation und Rotation des Objekts
- Detektorsystem aus 30 Plastikszintillatoren mit jeweils eigenen Zählern
- Computer für Steuerung (PDP-11) und Auswertung (VAXstation 4000/300)

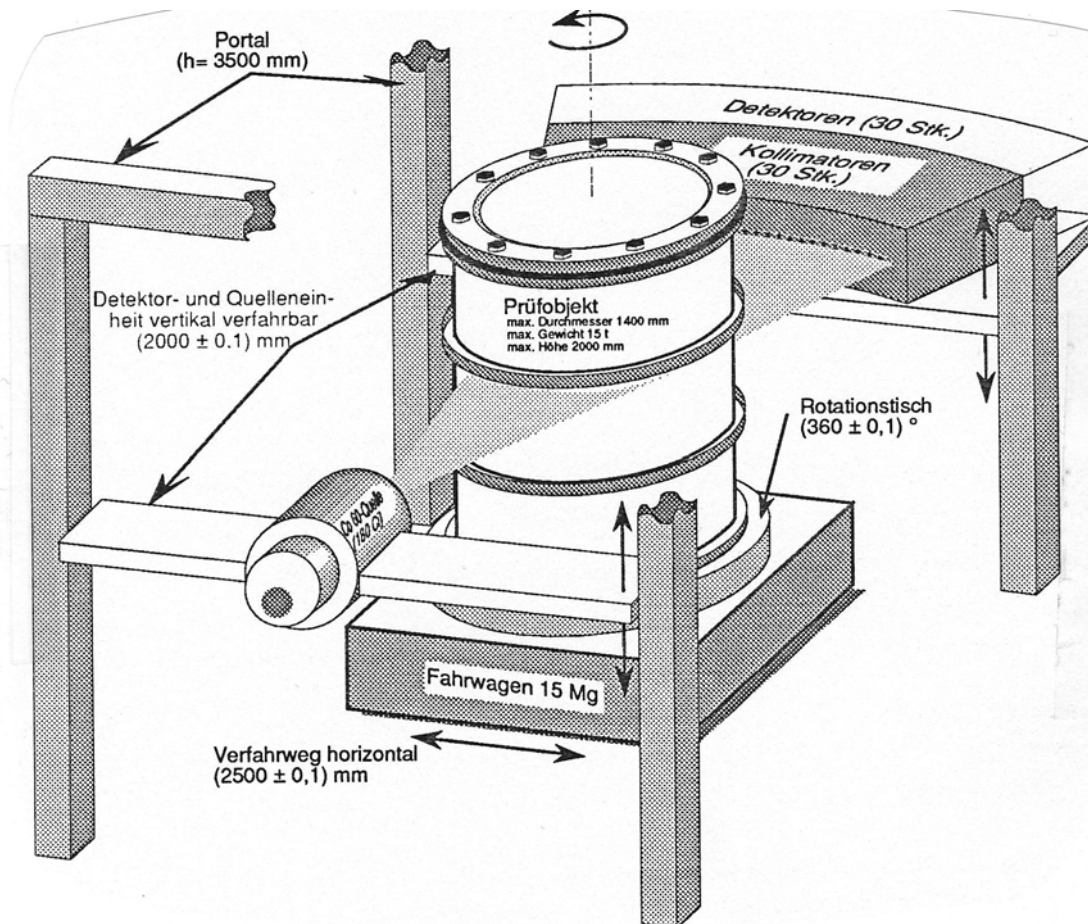


Abbildung 3.2 Schemaskizze des Computer-Tomographs der TU-München in Garching für industrielle Prüfzwecke. Maximale Belastbarkeit des Objektstischs: 15 Tonnen, größte Objekthöhe: 2,40 m, größte Objektbreite 2,10 m.

Die Strahlenquelle und das Detektorsystem sind in gegenüberliegenden Portalen montiert und lassen sich in vertikaler Richtung parallel verfahren (z-Achse). Die Länge dieser vertikalen Scan-Achse beträgt 2,10 m. Zwischen den beiden Portalen befindet sich auf einem linearen Führungsbett (y-Achse) der Drehteller für die Rotation der Prüfbjekte. Führungsbett und Drehteller sind für eine maximale Objektmasse von 15.000 kg ausgelegt. Durch programmgesteuerte koordinierte Bewegung des Prüflings in der y-Achse und Parallelfahrt von Detektorsystem und Strahlenquelle in der z-Achse lassen sich wie bei der konventionellen Radioskopie auch zweidimensionale Projektionsaufnahmen, sogenannte Digitale Radiographien (DR) erstellen. An dieser Anlage werden u. a. auch alle kernphysikalischen Durchstrahlungsprüfungen

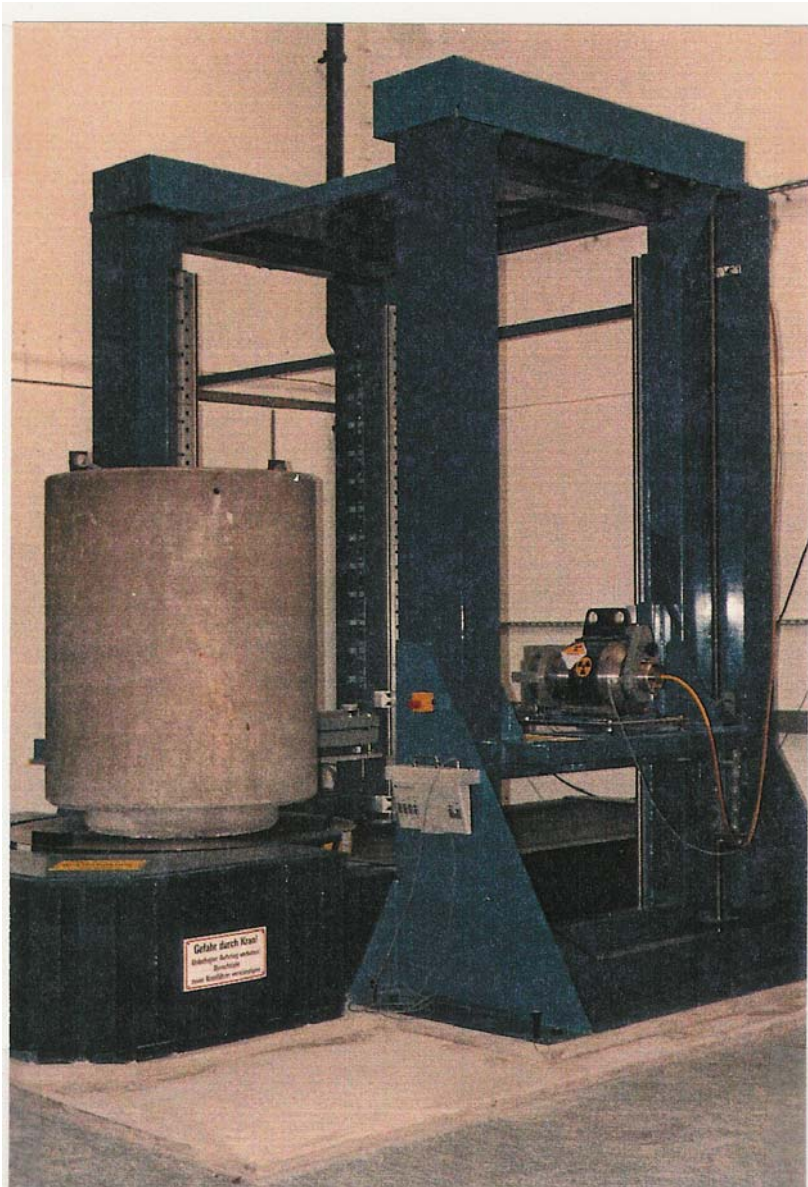


Abbildung 3.3  
Groß-Computer-Tomograph der TU-München in Garching für industrielle Prüfzwecke.

Hier die Anlage vor der Erweiterung. Sie ist sowohl für TCT als auch für Digitale Radiographie geeignet.

Zusätzlich wurden die Voraussetzungen für Gamma-spektroskopie und Emissions-CT geschaffen (→ Kap. 5.5).

für den TÜV Bayern-Sachsen vorgenommen. Die Abbildung 3.3 auf der vorhergehenden Seite zeigt ein Foto der CT-Anlage.

Links im Bild auf dem CT-Drehtisch ein Betonzylinder, der als sogenannte „verlorene Betonabschirmung“ nach Befüllung im Endlager ‘verloren’ wird. Die Betonabschirmung ist 1,60 m hoch und wiegt ca. 1200 kg. Der Drehtisch steht hier außerhalb des Meßbereichs in der Beladeposition. Im rechten Säulenportal der CT-Anlage sieht man deutlich die  $\text{Co}^{60}$ -Quelle zur Durchstrahlung. Sie ist ebenso wie die Detektoreinheit gegenüber innerhalb ihres Säulenportals an Kugelumlaufspindeln aufgehängt.

Im Gegensatz zur medizinischen Tomographie werden in der industriellen zerstörungsfreien Prüfung sowohl höhere Energien als auch höhere Strahlungsdosen verwendet.

Als Strahlungsquellen dienen in Maschinenbau und Konstruktion meist 400 kV Röntgenröhren. Bei der Durchstrahlung radioaktiver Abfallgebinde reichen diese 400 [keV] Energie nicht mehr aus. Zur Durchstrahlung der typischen gelben 200-L-Rollreifen



Abbildung 3.4  $^{60}\text{Co}$ -Radionuklidquelle des Groß-Computer-Tomographen in Garching. Aufsicht von vorne auf den Wolfram-Fächerstrahlform-Kollimator. Das radioaktive Kobalt liegt als metallische Pille von etwa 7 mm Durchmesser im Inneren des Abschirmbehälters. Dieser ist aus abgereichertem Uran (=  $^{238}\text{U}$ , Dichte =  $18,90 \text{ g/cm}^3 > \text{Dichte}(\text{Blei}) = 11,4 \text{ g/cm}^3$ ) innerhalb einer Edelstahlhülle. Der gesamte Transportbehälter von ca. 50 cm Länge wiegt 384 kg. Die Aktivität der Quelle betrug zur Zeit der Experimente  $8,14 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$  (220 Ci;  $T_{1/2}(\text{Co}^{60}) = 5,27 \text{ a}$ ).



fässer verwenden Prüfinstitute gammastrahlende Isotope wie  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ , sogenannte Radionuklidquellen, um die Abschirmung zementbefüllter Fässer oder Gußstahlbehälter durchdringen zu können.

Die Anlage in Garching verwendet eine  $^{60}\text{Co}$ -Strahlungsquelle, bestehend aus einer Kobaltkugel von ca. 7 mm Durchmesser innerhalb eines PTB-zugelassenen Transportbehälters (Typ B-Behälter). Dieser enthält in einer äußeren Edstahlhülle abgereichertes Uran ( $^{238}\text{U}$ ) als Abschirmung. Die maximal einsetzbare Aktivität beträgt  $2,22 \cdot 10^{13}$  Bq (= 600 Ci); zum Zeitpunkt der Messungen betrug die  $^{60}\text{Co}$ -Aktivität ca.  $8,14 \cdot 10^{12}$  Bq (= 220 Ci).  $^{60}\text{Co}$  ist ein reiner Gammastrahler mit mehreren Linien im Energiebereich 300 bis 1332 [keV]. In der zerstörungsfreien Prüfung werden die beiden Linien bei 1173,176 und 1332,502 [keV] detektiert. Allerdings können diese beiden Linien bei der Durchstrahlungsprüfung (Radiographie und Tomographie) nicht unterschieden werden, da die Energieauflösung der zum Einsatz kommenden Szintillations-Detektoren zu gering ist. Die Szintillations-Detektoren registrieren alle Quanten ab ca. 900 bis 1350



Abbildung 3.5 Detektorfächer der industriellen CT-Anlage in Garching. Die Detektorbank umfaßt 30 Plastikszintillationszähler innerhalb eines Wolfram-Kollimatorblocks.

Blick von hinten auf die 30 Zählerkarten, rechts darüber die zylindrischen Photomultiplier, die an den Kollimatorblock anschließen. Die ca. 25 cm langen Plastikstäbe der Detektoren stecken im Kollimator und sind daher nicht zu sehen. Die Detektoren sind jeweils um genau 1 Winkelgrad beabstandet. Bei der CT-Aufnahme werden damit zur Verkürzung der Meßdauer 30 Winkelstellungen simultan aufgenommen.



[keV] in nachgeschalteten Zählern als reines Ja-Nein-Ereignis ohne Energieauflösung.

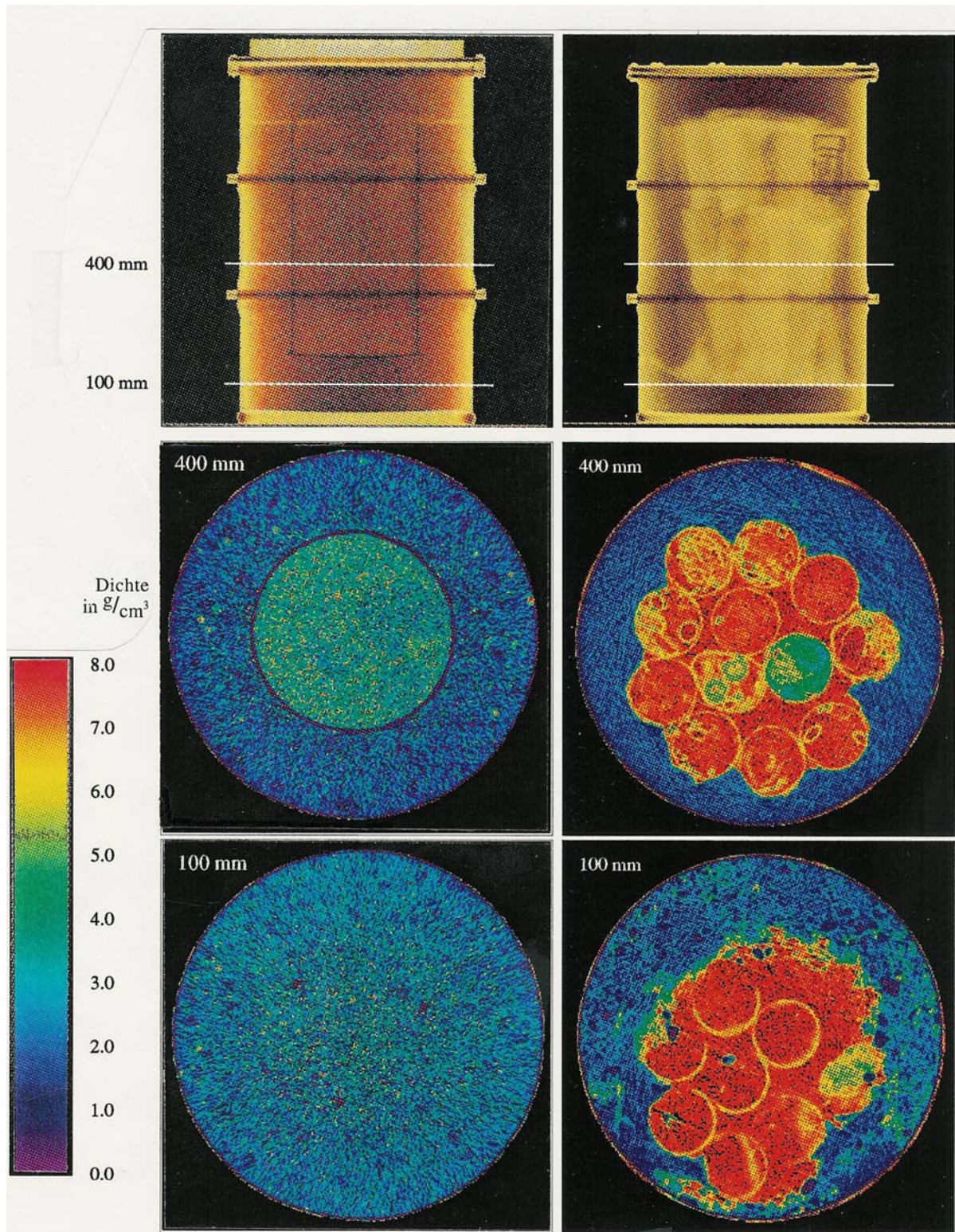


Abbildung 3.6 Digitale Radiographien und CT-Schnitte der beschriebenen Anlage



Ein Vorteil der Szintillations-Detektoren ist ihr sehr schnelles Ansprechvermögen und ihre kurze Totzeit – neben einem geringen Stückpreis. Bei den in Garching verwendeten Plastik-Szintillatoren liegt die Nachweiszeit für ein Quant bei etwa vier Nanosekunden, entsprechend könnten  $2,5 \cdot 10^8$  Ereignisse pro Sekunde verarbeitet werden. Der Szintillatorteil besteht aus einem quaderförmigen Plastikstab mit einer als Eintrittsfenster fungierenden Stirnfläche von  $4 \times 6 \text{ mm}^2$  und einer Länge von 20 cm in Strahlrichtung, so daß für die Gammaquanten trotz 1 MeV Energie eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wird. An die Szintillatoren sind gängige Photomultiplier angekoppelt.

Die hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit ist wichtig in der zerstörungsfreien Prüfung, da einerseits zur Durchstrahlung massiver Objekte starke Gamma-Flußraten benötigt werden, andererseits das Objekt bei der Messung zum Teil aus dem Strahl herausfährt und die Detektoren in diesem Moment die volle Strahlungsleistung der Quelle verarbeiten müssen.

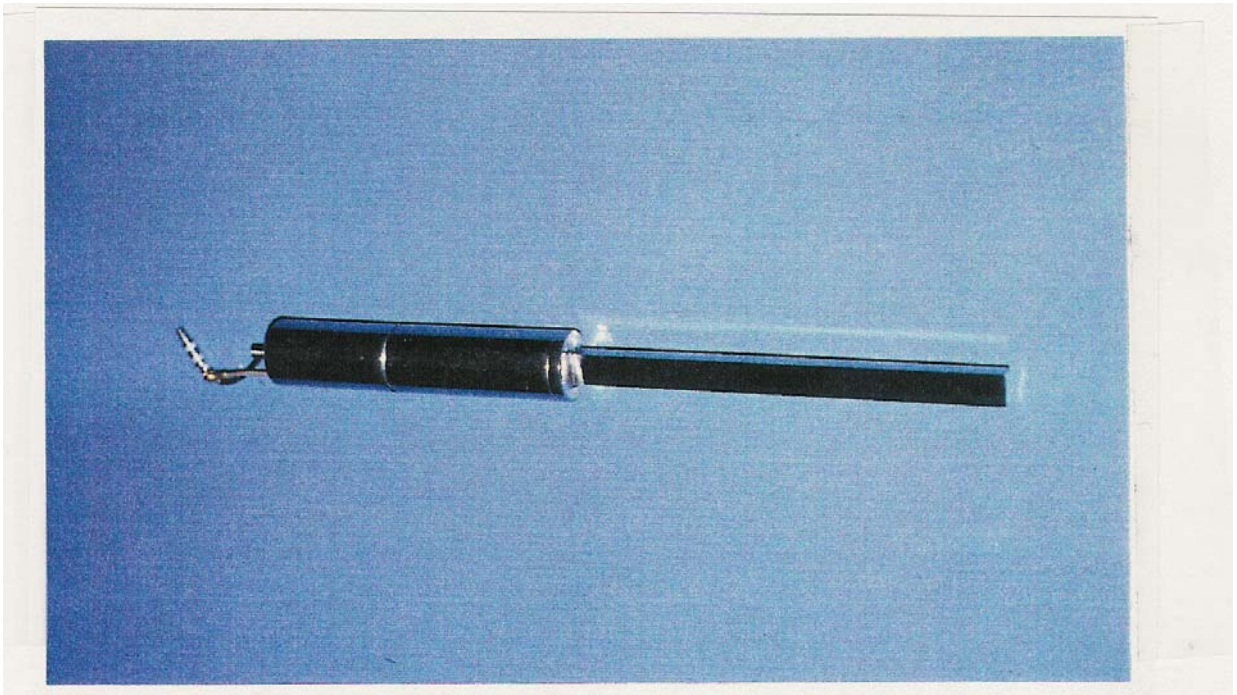


Abbildung 3.7 Einzelner Szintillationszähler (von re. nach li.: Plastikstab, Photomultiplier, Anschlußkabel zur Zählerkarte) der industriellen CT-Anlage in Garching. Die Detektorbank trägt 30 dieser Szintillationszähler.

Vor dem Detektor-Array befindet sich ein Kollimator-System aus Wolfram mit 30 jeweils 2 mm breiten Eintrittsöffnungen und variabler Höhe zwischen 0,1 und 10 mm. Das Detektor-Array wurde aus 30 einzelnen Szintillationskanälen im Winkelabstand von jeweils  $1^\circ$  aufgebaut, so daß 30 Projektionen simultan gemessen werden können. Jeder Detektorkanal besitzt eine eigene in SMD-Technik<sup>2</sup> gefertigte Elektronik, bestehend aus Pulsformer, schnellem Diskriminator, A/D-Wandler und 100 MHz-Zähler, die speziell für diese Anwendung entwickelt wurden. Die Elektronik der einzelnen Detektor-Kanäle ist auf einem Typ 220 Transputer-Bus (Fa. Inmos, 16 Bit Prozessortyp) aufgebaut, über den die Zählerinhalte alle 5 Millisekunden in Echtzeit an den Rekonstruktionsrechner Vax 4000/300 übergeben werden ( $60 \mu\text{s}$  für alle 30 Zähler). Jeder Zähler hat 32 Bit Speicherbreite, entsprechend können bis zu  $4,3 \cdot 10^9$  Ereignisse vor einem Zählerüberlauf registriert werden. Die Zählerinhalte werden in Form von 16-Bit-Worten mit einer Geschwindigkeit von 1 Wort /  $\mu\text{s}$  ausgelesen. Das Auslesen der Zähler, ihr Zurücksetzen und Neustart werden von einem geeigneten Interface auf der für die Ansteuerung der Meßpositionen eingesetzten PDP-11 ausgelöst.

Die CT-Anlage ist in der Lage, den Objektbereich von 1,5 m Durchmesser auf überall ca. 1 mm genau aufgelöst darzustellen. Ihre Grenzen liegen weniger in der Ortsauflösung als in der Bestimmung der Materialzusammensetzung.

Dieses prinzipielle Problem einer begrenzten Materialauflösung bei herkömmlichen Computertomographen aufgrund der Durchstrahlung und Meßdatenaufnahme in nur einem begrenzten Energiebereich wird in Kapitel 4 diskutiert.

### 3.4 Gamma-Scanning

Das meßtechnische Verfahren für eine vollständige Analyse der von einem Objekt räumlich emittierten Strahlungsanteile wird Gammascanning genannt. Abbildung 3.8 erläutert die Strahlungsmessung.

Beim Gammascanning wird die Oberfläche des Objekts mit einem energieauflösenden Halbleiterdetektor<sup>3</sup> abgefahren und betrachtet. Detektiert wird die emittierte Gamma-

<sup>2</sup> SMD = „surface mounted device“, elektronische Bauteile, die für eine hohe Signalgeschwindigkeit möglichst klein gebaut sind und nicht mehr durch die Platine gesteckt, sondern direkt auf der Oberfläche kontaktiert werden.

<sup>3</sup> HPGe-75: Reinstgermanium-Detektor (HPGe: engl.: „high purity Ge“) mit 75% der Nachweiseffizienz eines  $10 \times 10$  Zoll Na-I Detektors, der klassisch als Standard gilt. – Reinstgermaniumdetektoren lösen aufgrund ihrer diversen Vorteile mehr und mehr die älteren Ge-Li Detektoren ab. Das Energieauflösungsvermögen von Halbleiterdetektoren ist ca. 10 mal besser als das von Na-I.

strahlung über den Energiebereich 40 [keV] bis 1,5 [MeV]. Zur Bestimmung des Inhalts ist das gesamte Spektrum nach charakteristischen Linien abzusuchen (automatisiert).

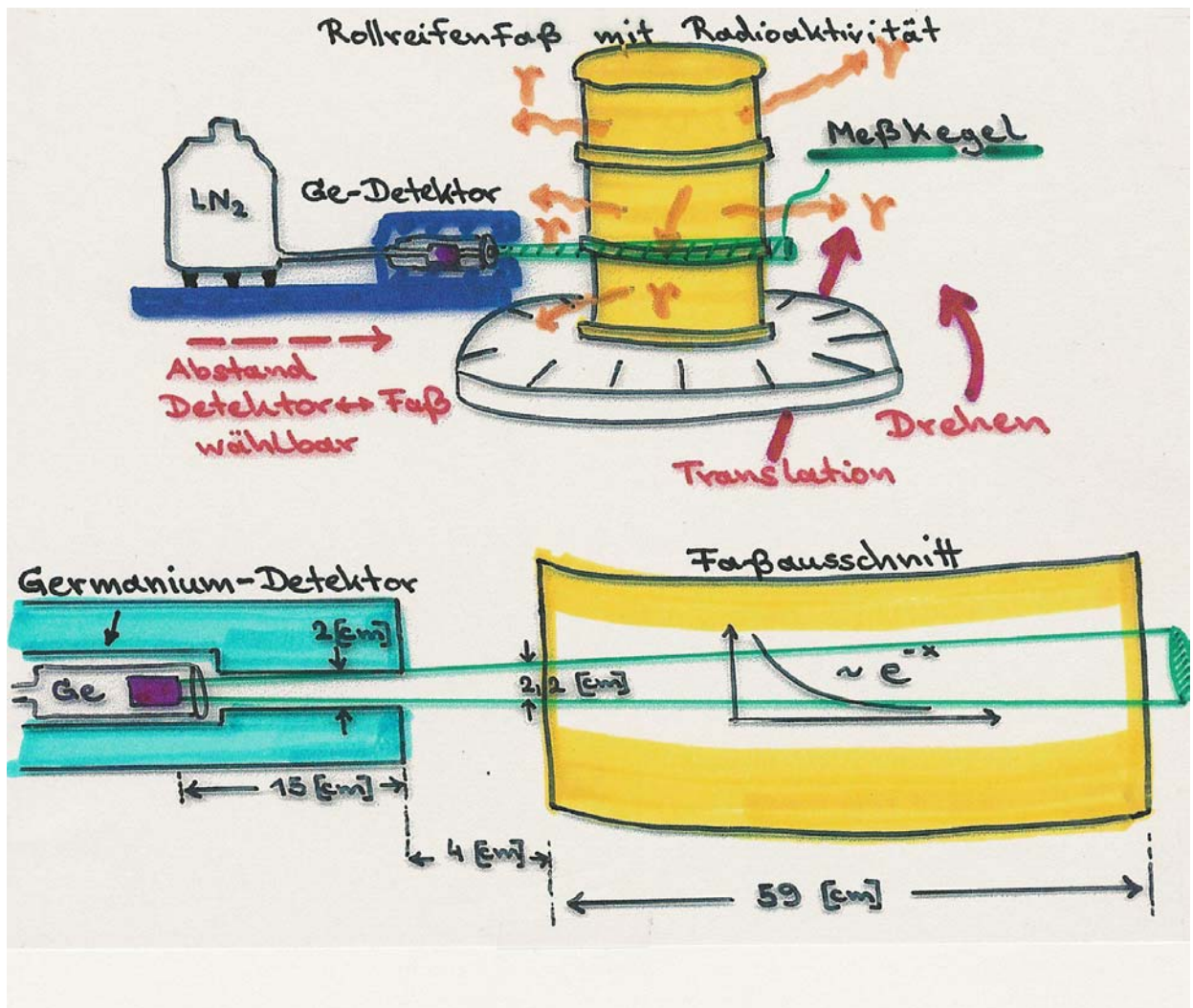


Abbildung 3.8 **Gammascanning** Die gemessene Gammastrahlung wurde durch die umhüllenden Materialien charakteristisch geschwächt. – Die Kenntnis der Materialien ist sehr wichtig, da ihr Schwächungskoeffizient exponentiell in die Aktivitätsberechnung eingeht (→ Kapitel 2.3).



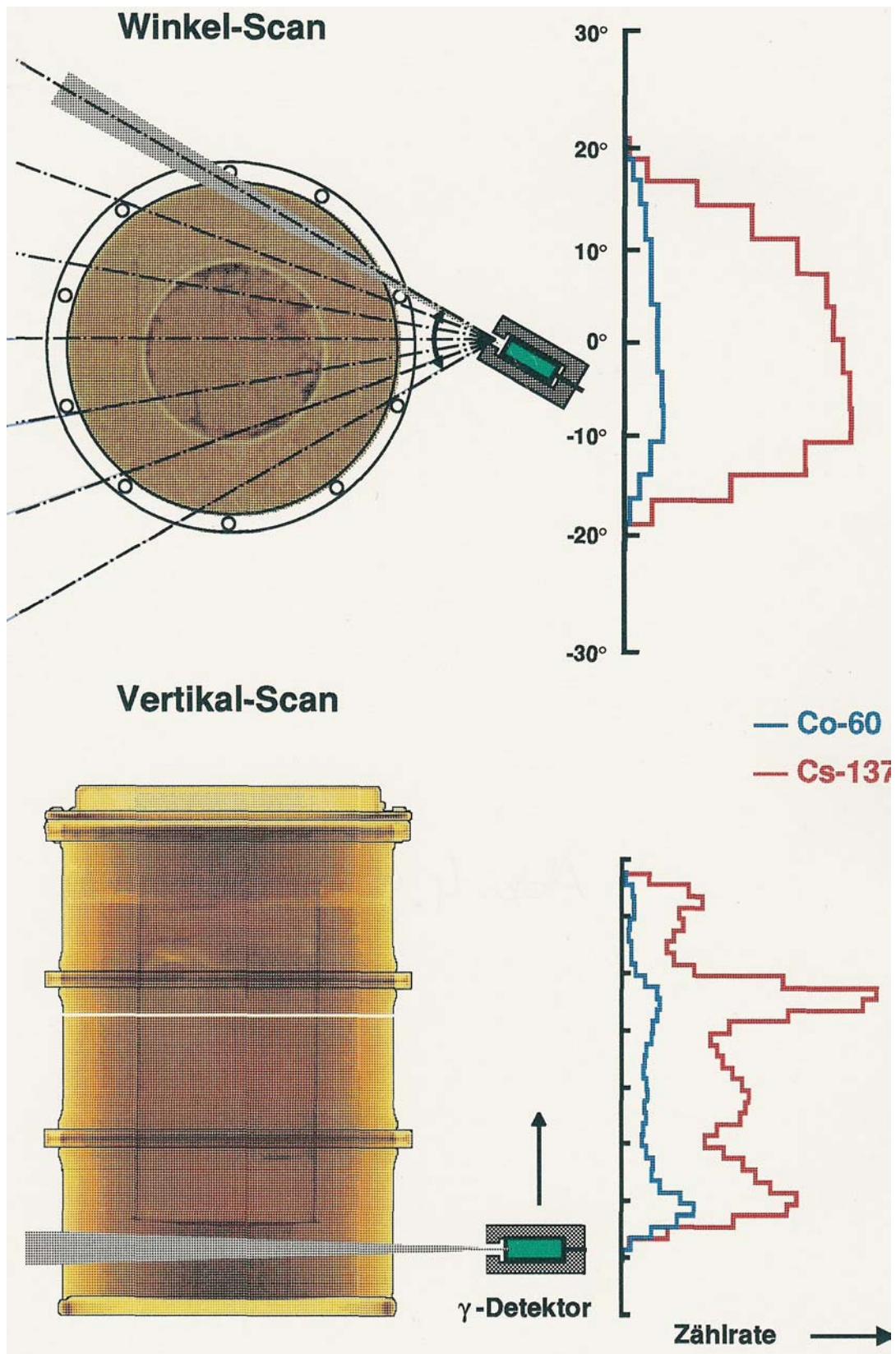


Abbildung 3.9 **Gammascanning** – Prinzip und Ergebnisbeispiele:  
 Das Untersuchungsobjekt wird mit einem energieauflösenden Detektor abgescannt. Der Detektor nimmt das Gammaspektrum von 40 [keV] bis 2 [MeV] auf.

### 3.5 Emissions-Computer-Tomographie (ECT)

Die Emissions-Computer-Tomographie (ECT) ist grundsätzlich beschränkt auf selbst-strahlende Objekte. Im Gegensatz zur konventionellen TCT gibt es bei der ECT keine Strahlungsquelle außerhalb des Objekts, deren Transmissionsanteil hinter dem Objekt detektiert wird.

Die ECT zielt im einzelnen auf die Lokalisierung und bildliche Darstellung einer Aktivitätsverteilung sowie die Aktivitätsquantifizierung.

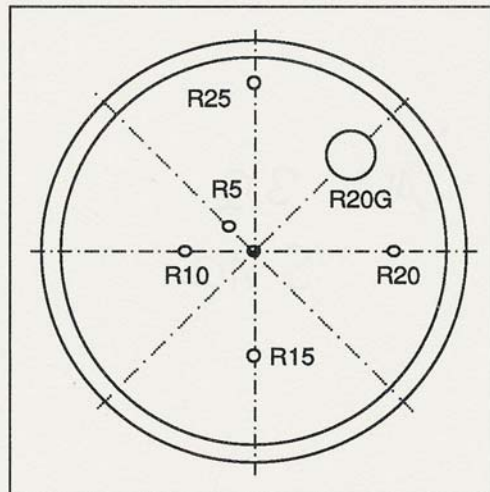
Gemessen wird die von dem zu untersuchenden Objekt ausgehende Eigenstrahlung. Die Grundlage der Aktivitätsbestimmung bildet die Messung von Gammaskpektren an verschiedenen Positionen. Aus deren räumlicher Verteilung um das Objekt herum wird mit Hilfe der Bildrekonstruktionsverfahren der Computer-Tomographie eine Darstellung der gamma-aktiven Bereiche innerhalb des Objekts erzeugt. Hierbei ist die Lokalisation der Strahler, die Qualifizierung der Strahlungsart und Energie sowie die Quantifizierung der Aktivität von Interesse.

Die Stärke der an einer externen Position gemessenen Gammadosis ermöglicht aber keine direkte Aussage über die räumliche Nähe der zugehörigen Strahlungsverteilung. Wichtig für eine Lokalisation der Strahlungsquellen ist neben der räumlichen Verteilung der Gamma-Emission auch die Verteilung des abschirmenden Materials innerhalb des Objekts. Kleine Bereiche hoher Dichte - wie etwa Kupfer oder Blei - schirmen eine dahinter liegende Gamma-Aktivität stark ab.

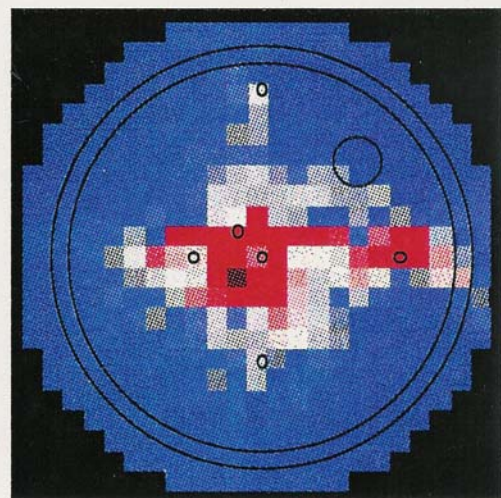
Die gemessenen Zählraten werden zur Berechnung des Aktivitätsinventars mit Korrekturfaktoren multipliziert, welche die Abschwächung der Strahlung zwischen ihrem Entstehungsort im Objekt und dem Nachweisort im Detektor durch verschieden dichte Materialien berücksichtigen. Die Kenntnis der Dichteverteilung im Objekt ist für die ECT von entscheidender Bedeutung, da die Dichte in Gestalt des ihr direkt proportionalen Schwächungskoeffizienten exponentiell in das Lambert-Beer'sche Gesetz (2.5) für die detektierte Strahlungsmenge einfließt.

- Bisweilen wird in der Literatur für die im weiteren betrachtete ECT die Abkürzung 'SPECT' verwendet, um sie von der Positronen-Emissions-Tomographie PET zu unterscheiden. SPECT steht für Single Photon Emission Computerized Tomography, was auf die Emission nur eines Photons hinweist im Gegensatz zu der Emission von zwei Vernichtungsquanten bei der Positron-Elektron Zerstrahlung der PET. Die Emissionstomographie ist in der Kerntechnik von besonderer Bedeutung bei der Beurteilung und Kontrolle radioaktiver Behälter sowie in Bereichen der Terrorismusbekämpfung.

Schematische Darstellung und Bezeichnung der sieben Bohrlöcher in dem als Modell-Faß verwendeten 200-L-Faß mit Zementfüllung; die zentrale Bohrung R00 ist nicht bezeichnet.



Transmissions-Computer-Tomogramm (TCT)  
(360 Winkel x 512 Schritte)  
zur Darstellung der Dichteverteilung



Emissions-Computer-Tomogramm (ECT)  
(36 Winkel x 24 Schritte)  
zur Darstellung der Aktivitätsverteilung

Abbildung 3.10 Links Transmissions-CT sowie zugehöriges Emissions-CT rechts, aufgenommen mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten ECT-System. Testobjekt ist ein 200-L-Rollsickenfaß mit Proben der Nuklide  $^{60}\text{Co}$  und  $^{134}\text{Cs}$  in Bohrlöchern in einer Zementmatrix. 'R20G' steht für Radialer Abstand 20 cm, Groß. Die Aktivität der Punktquellen betrug jeweils ca. 1 MBq (= 37  $\mu\text{Ci}$ )

Die Meßzeiten sind in der ECT im allgemeinen deutlich länger als in der Transmissions-CT, um auch schwache Gammastrahler (z. B.  $^{239}\text{Pu}$ <sup>4</sup>) innerhalb des Objekts nachweisen zu können. Die Anzahl der für ein brauchbares Bild erforderlichen Meßpunkte läßt sich nicht ohne weiteres reduzieren. Die Gesamtmeßzeit ist daher nur durch eine möglichst kurze Meßzeit pro Einzelposition zu verkürzen. Die Einzelmeßzeiten müssen allerdings so gewählt werden, daß innerhalb des Zeitintervalls eine ausreichende Zahl von Gammaquanten oberhalb des Rauschuntergrunds nachgewiesen werden kann. Demzufolge hängt die Meßzeit von der Strahlungsstärke bzw. von der Aktivitätsmenge ab, die noch nachweisbar sein soll.

Die Gesamtmeßzeit für das in Abbildung 3.10 links gezeigte TCT betrug ca. 2 Stunden für eine Meßauflösung von 360 Winkeln mal 512 Translationsschritten. Die Meßzeit für das in der Abbildung 3.10 rechts dargestellt Emissionstomogramm betrug knapp 15 Stunden für 36 Winkel mal 24 Translationspositionen. Die Meßzeit bei jeder der 864 Einzelpositionen betrug 60 sec. + jeweils ca. 0,75 sec. für die Translations- und jeweils ca. 2,5 sec. für die Rotationsbewegungen, d. h. für die Neu-Positionierungen.

In der TCT werden zur Verkürzung der Meßzeiten starke Strahlungsquellen – Röntgenröhren, Radionuklidquellen oder Beschleuniger – verwendet, so daß auch im Millisekundenbereich ausreichend viele Gammaquanten detektiert werden können.

Gegenüber der gängigen Transmissions-CT ist die ECT von vornherein auf mehrere Energien bzw. ein breites Energiespektrum eingestellt, da das Strahlungsinventar nicht bekannt ist.

### 3.6 Bild-Rekonstruktionsverfahren

Für die Rekonstruktion von CT-Bildern existieren zahlreiche mathematische Ansätze, die in folgende Klassen unterschieden werden:

- **Direkte Rückprojektion:** Dieses Verfahren wurde in den ersten CT-Anwendungen verwendet [Old61]. Jede Projektion wird additiv unter dem jeweiligen Drehwinkel auf das Ergebnisfeld abgebildet. Der Wert jedes einzelnen Bildpunkts bestimmt sich einfach durch die Summation aller Projektionswerte, die durch diesen Punkt gehen. Anschaulich ausgedrückt, wird jeder extern gemessene Linienintegralwert jeder Projektion über den gemessenen Strahlweg in das Bild 'rückverschmiert' bzw. „rückprojiziert“. Da man nicht weiß, welches Bildelement oder

<sup>4</sup> Grundsätzlich zeigt  $^{239}\text{Pu}$  überwiegend  $\alpha$ -Zerfall. Alle aber vorhandenen Gammalinien haben sehr geringe Emissionswahrscheinlichkeit, d. h. kleiner bzw. wesentlich kleiner als  $10^{-3}$ .

‘Pixel’ welchen Beitrag zum Linienintegral geliefert hat, wird allen Pixeln der gleiche Anteil am Linienintegral zugewiesen.

Dunklere und hellere Bildpunkte werden trotz dieser Gleichstellung bei der einzelnen Rückprojektion wieder als solche rekonstruiert. Die ‘dunkleren’ Linienintegrale aus der Richtung eines dunkleren Punktes werden zwar bei der Rückprojektion über den gesamten Strahlweg gleichverteilt. Da sich aber an der Position eines dunkleren Punktes nur ‘dunkle’ Linienintegrale kreuzen, wird dieser wieder als solcher rekonstruiert.

Reine Rückprojektionsbilder zeigen sehr starke Artefakte<sup>5</sup> [Bro76]. Trotz Vorschlägen, diese Artefakte zu unterdrücken [Mue71] wird die reine Rückprojektion praktisch nicht mehr angewandt, da die gefilterte Rückprojektion (s. u. analytische bzw. Fouriervorgahren, nächste Seite) bessere Ergebnisse liefert.

- **Iterative Rekonstruktionsmethoden:** Auch Algebraische Rekonstruktions-Techniken (‘ART-Algorithmus’) genannt. Algorithmen dieser Klasse wurden in den ersten kommerziell erhältlichen CT-Anlagen (EMI-Scanner, Hounsfield 1972 [Hou72]) verwendet. Durch iterative Lösung der genäherten Rekonstruktionsgleichung

$$p_j = \sum_{i=1}^{p^2} w_{ij} \cdot \mu_{ij} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{ll} p_j & \text{j-ter Projektionswert} \\ p^2 & \text{Pixelanzahl der Bildmatrix} \\ w_{ij} & \text{Wichtungsfaktor für die Zelle (i,j)} \end{array}$$

wird die Verteilung der Schwächungskoeffizienten bestimmt.

- **Analytische bzw. Fourier-Verfahren:** (u. a. **Gefilterte Rückprojektion**)

Bei diesen Verfahren wird die Rekonstruktion analytisch durch exakte Lösung der Rekonstruktionsgleichung nach einer Fouriertransformation vom Orts- in den Frequenzraum durchgeführt. Die iterativen oder algebraischen Verfahren beruhen im Gegensatz dazu auf einer Approximation der Lösung.

In den meisten technischen Anlagen werden heute fast ausschließlich Fouriervorgahren zur Bildrekonstruktion verwendet und zwar meist in der Version der ‘**gefilterten**’ (auch ‘gefalteten’) **Rückprojektion**. Hierbei wird das auf der Vorseite zuerst beschriebene Verfahren der direkten Rückprojektion in abgewandelter Form benutzt. Um die bei der Rückprojektion entstehende Unschärfe durch Verschmierung zu kompensieren, werden die Profile vor der Rückprojektion gefiltert

---

<sup>5</sup> Artefakte = Bildfehler durch die Rekonstruktion. Artefakte sind alle Arten von nicht-stochastischen Störungen in einem rekonstruierten Bild (Rauschen ist eine stochastische Störung), die im abgetasteten Objekt nicht vorhanden waren und die durch den Rekonstruktionsprozeß verursacht wurden.



(gefaltet). Die bei der Rückprojektion entstehende Unschärfe kann als Verlust an hochfrequenter Ortsinformation aufgefaßt werden. Zur Kompensation dieses Verlustes werden die hohen Frequenzen<sup>6</sup> mit Hilfe der Filterung vor der Rückprojektion verstärkt.

Theoretisch könnte man die gemessenen Profile vom Ortsraum in den Frequenzraum<sup>7</sup> transformieren und dort mit der gewünschten Filterfunktion multiplizieren.

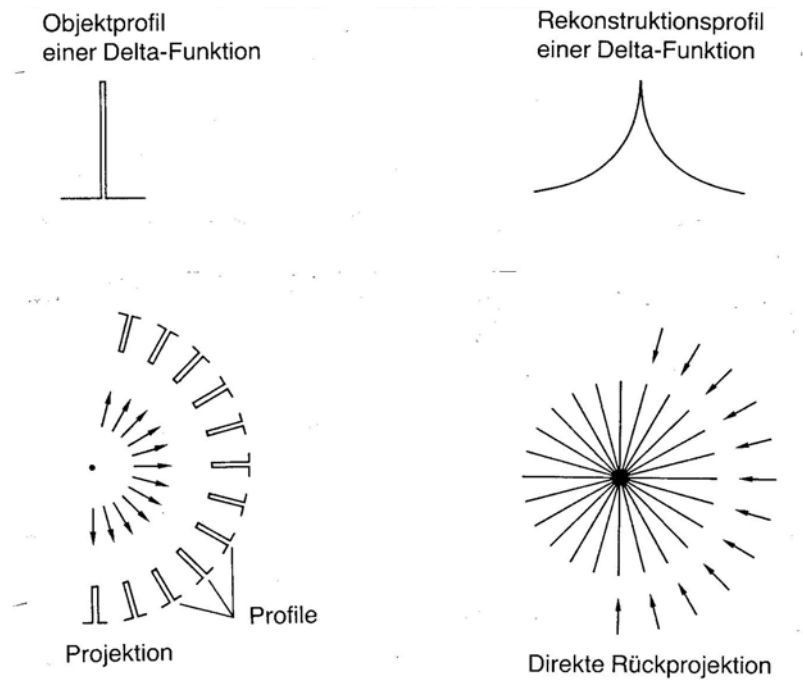


Abbildung 3.11 Direkte Rückprojektion: Verschmierungseffekt am Beispiel der Deltafunktion. Der Effekt ist auch anschaulich in Abb. 3.11 bei den CT-Bildern, die aus wenigen Winkelpositionen rekonstruiert wurden zu sehen.

Das Resultat würde in die Ortsdomäne rücktransformiert. Damit stünde das gefilterte Profil für die Rückprojektion zur Verfügung.

In der Praxis wird nur der Filter aus der Frequenzdomäne in die Ortsdomäne transformiert. Das geschieht nur ein einziges Mal gegenüber der Hin- und Rücktransformation der gemessenen Profile.

<sup>6</sup> Einheit [1/m], Änderung des Signals entlang des Weges, nicht zeitlich. Es handelt sich um Ortsfrequenzen.

<sup>7</sup> Ortsfrequenzraum der Signaländerungen bzw. Grauwertsprünge in Abhängigkeit von der Wegänderung.

Das Ergebnis ist der Faltungskern, der im Computer tabelliert ist. Die Anwendung des Faltungskerns auf die Profile wird als „Konvolution“ oder „Faltung“ bezeichnet.

Eine Übersicht über die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden findet sich bei Gordon und Herrman [Gor75] (mathematische Beschreibung) sowie bei Brooks und de Chiro [Bro76] (radiologische Beschreibung).

Stellt man die Meßwerte, welche vor einer Rekonstruktion auch als ‘Rohdaten’ bezeichnet werden, in einem Diagramm mit den Meßwinkeln als y-Achse und den Translationspositionen als x-Achse dar, so ergibt sich ein sogenanntes Sinogramm (Abb. 3.12). Die Meßwerte selbst werden durch unterschiedliche Farben wiedergegeben.

Der Name Sinogramm kommt daher, daß der Schatten bzw. Niederschlag jeder nicht symmetrisch im Objektmittelpunkt lokalisierten Inhomogenität in den Meßdaten auf einer Sinuskurve durch den Datensatz läuft.

Aufgrund der Drehung der Detektorschiene (bzw. Detektorbank) um das Objekt liegt eine Inhomogenität, die sich von unten (= von  $270^\circ$  her) betrachtet rechts vom Zentrum befindet, von oben (= von  $90^\circ$  her) betrachtet links davon. Diese Änderung der Linearposition, wo die Inhomogenitätssignale je nach Winkelstellung registriert werden, ergibt in den im  $(\Phi, s)$ -Diagramm geordneten Meßdaten eine S- bzw. Sinus-Kurve.

Die Abbildung 3.12 zeigt ein solches Sinogramm in Falschfarbendarstellung. Ein bestimmter Meßwert, etwa der bei Translationsschritt 256 (= genau in der Mitte von 512 Scanschritten) und beim Winkel  $0^\circ$  liegt genau im Schnittpunkt der entsprechenden Achsenwerte in der Bildmatrix des Sinogramms.

Dabei entspricht das Sinogramm dem eines Objekts wie in Abb. 3.1, jedoch mit nur einer bei  $0^\circ$  auf der x-Achse leicht nach rechts näher zum Objektrand hin verschobenen Inhomogenität.

Außer bei den beiden Meßwinkeln  $\Phi = 0^\circ$  und  $180^\circ$  treten die zugehörigen Quanten aufgrund der asymmetrisch liegenden Inhomogenität nicht in der Mitte der Scanwege aus, wodurch die Sinuskurve zustande kommt.

Wegen der Verlängerung der Strahlenwege von der Inhomogenität zum Objektrand bei Rotation des Winkels von  $\Phi = 0^\circ$  auf  $180^\circ$  ergibt sich eine deutliche Abnahme der nachgewiesenen Gammaquanten hin zu  $180^\circ$ . Im Sinogramm ist dies als Änderung der Farbe von rot, gelb über blau und violett bis weiß dargestellt. Die weiße Farbe heißt

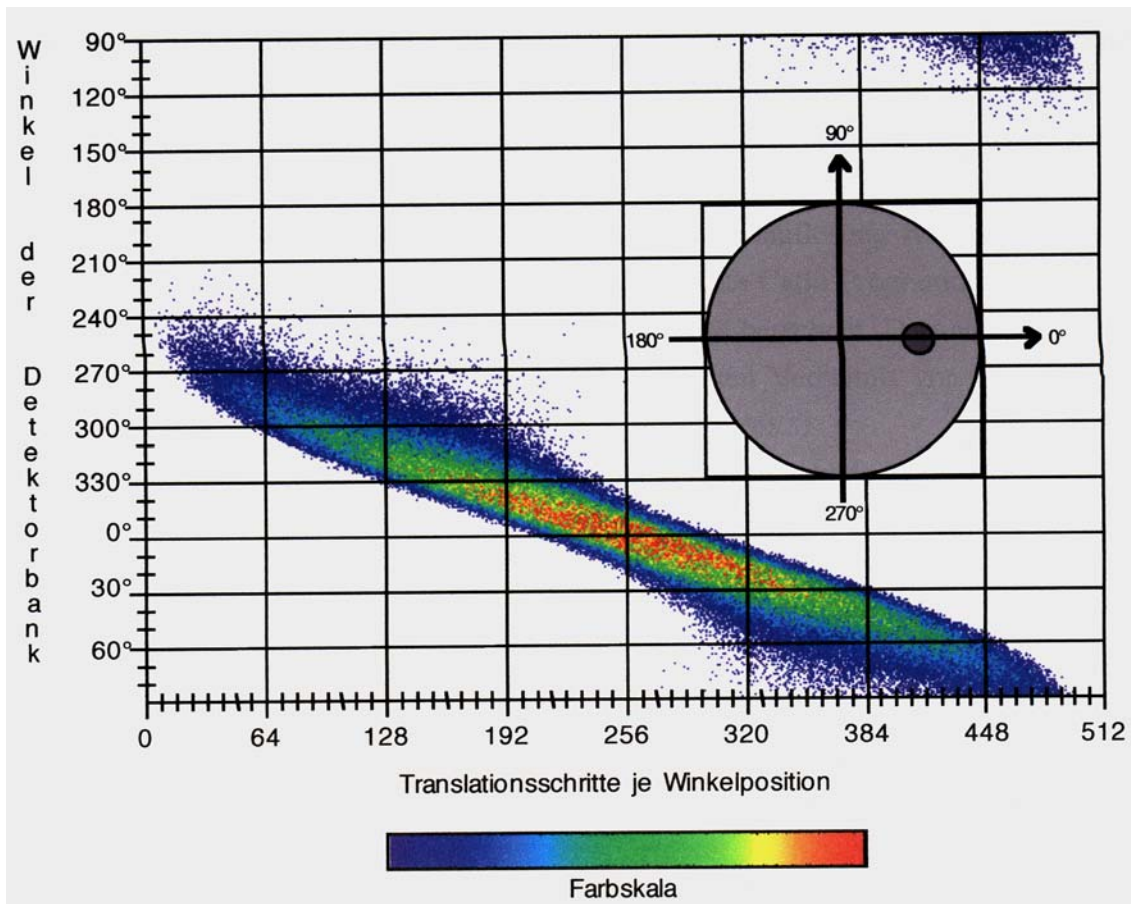


Abbildung 3.12 Sinogramm = bildliche Darstellung eines „Rohdatensatzes“ = CT-Meßdaten-Matrix vor der Rekonstruktion. An der y-Achse sind von oben nach unten die Meßwinkel ( $[1^\circ \text{ bis } 360^\circ]$ ) aufgetragen, an der x-Achse die Translationsschritte hier von 1 bis 512.

aber nicht, daß dort überhaupt keine Quanten nachgewiesen wurden.

Die Gammaintensitäten liegen je nach Meßposition im Bereich 0 bis ca. 10.000 Quanten. Dieser Bereich kann mit der Farbskala nicht aufgelöst werden.

Rekonstruiert man nun diesen im Sinogramm dargestellten Meßdatensatz, so erhält man das Computer-Tomogramm entsprechend der Schemazeichnung des Objekts im Bild.



### 3.7 Das Rekonstruktionsverfahren dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein eigener Rekonstruktionsalgorithmus auf der Grundlage der gefilterten Rückprojektion programmiert. Der Einfluß der Anzahl gemessener Winkelprojektionen wurde für die Tomographie mit Halo-Effekt (→ Kapitel 5) untersucht. Abbildung 3.14 auf der nächsten Seite zeigt acht Emissions-Tomogramme, die aus demselben Datensatz mit jeweils unterschiedlicher Winkelauflösung rekonstruiert wurden. Bei den Modellrechnungen mit dem erstellten Monte Carlo Programm wurden daraufhin immer 360 Winkel sowie 512 Translationsschritte berechnet. Dies entspricht auch in etwa dem für eine optimale Bildauflösung angestrebten Verhältnis von Translationen

$$N = \pi/2 \cdot \text{Winkel:} \quad (N = \pi/2 \cdot 360 = \pi \cdot 180 = 3,1415 \cdot 180 = 565,5)$$

Die Rekonstruktionsformel für die diskrete Rückprojektionsmethode ist:

$$\mu(j \cdot s, k \cdot s) = \mathcal{B}^N \left\{ I_a^f \left[ (\mathcal{F}^{-1} A) \cdot P(n \cdot a, m \cdot \Delta\theta) \right] \right\} \quad (3.1)$$

Für die Berechnung des Schwächungskoeffizienten  $\mu$  für den diskreten Punkt  $(j \cdot s, k \cdot s)$ <sup>8</sup> der Bildmatrix werden die Projektionsdaten  $P(n \cdot a, m \cdot \Delta\theta)$  im Ortsraum mit dem Faltungskern gefaltet. Der Faltungskern ist die im Frequenzraum definierte Filterfunktion  $A$  nach Rücktransformation in den Ortsraum durch den Operator  $\mathcal{F}^{-1}$ . Im allgemeinen existiert für einen diskreten Punkt der Bildmatrix kein zugehöriger Projektionswert, so daß zwischen benachbarten Projektionswerten interpoliert werden muß. Dies wird vom Interpolationsoperator  $I_a^f$  ausgeführt. Die Summation über die Beträge aller  $m$  Projektionen (Winkelstellungen) zum Punkt wird durch den Rückprojektor  $\mathcal{B}^N$  ausgeführt.

Die Wirkung der drei Operatoren und der Funktionen in Formel (3.1) kann unter Berücksichtigung der Definition der Radon-Transformation (Gleichung (8.3)) in der Punktbildfunktion  $h$  zusammengefaßt werden. Gleichung (3.1) wird damit zu:

$$\Leftrightarrow \quad \mu(j \cdot s, k \cdot s) = h(x - j \cdot s, y - k \cdot s) \cdot \mu(x, y) \quad (3.2)$$

Die Punktbildfunktion  $h$  bildet den idealen Schwächungskoeffizienten  $\mu(x, y)$  auf den rekonstruierten Schwächungskoeffizienten  $\mu(j \cdot s, k \cdot s)$  ab. Alle Abweichungen der Punktbildfunktion von einer Deltafunktion führen zu algorithmusbedingten Verminderungen

<sup>8</sup> 's' ist die Länge der Pixel in der Bildmatrix.

der Ortsauflösung und des Bildkontrasts, d. h. zu einer Reduzierung der Bildqualität. Die Filterfunktion  $A$  geht entscheidend in die Punktbildfunktion  $h$  ein. Die Funktionen von einigen gängigen Filtertypen sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. Der Grund für die Vielzahl von Filtern ist folgender. Es ist nicht möglich, maximalen Hell-Dunkel-Kontrast und maximale Ortsauflösung zu erreichen. Der Filter kann je nach gewünschter Hervorhebung von Bildinformation nur eines von beiden im Verhältnis zum anderen optimieren.

Filter	Filterfunktion $A$ im Frequenzraum
Absolut	$\left  \frac{n}{N-1} \right $
Standard	$\left  \frac{2}{a} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}\right) \right  \cdot \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}\right)}{\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}} \right)^2$
Standard I	$\left  \frac{n}{N-1} \right  \cdot \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}\right)}{\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}} \right)$
Cosinus-Tiefpaß	$\left  \frac{n}{N-1} \right  \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}\right)$
Generalized-Hamming	$\left  \frac{n}{N-1} \right  \cdot \left( \alpha + (1-\alpha) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{2(N-1)}\right) \right) \quad \alpha \in [0,1]$

Tabelle 3.2 Übersicht über einige gängige Filterfunktionen (Definition im Frequenzraum), ( $n=0,1,2,\dots,N-1$ );  $N$  = Anzahl linear angefahrter Meßpositionen = Translationsschritte. – In dieser Arbeit ist fast immer  $N = 512$ .

In der Literatur findet sich eine Vielzahl unterschiedlicher Filterfunktionen je nach Anwendung, z. B. Baba & Muarata [Bab77], Ramachandran [Ram71], Rowland [Row79], Shepp & Logan [She74].

Ausgehend von der Absolutfilterfunktion wird durch Modifikation der Frequenzabhängigkeit versucht, die Bildqualität zu verbessern.

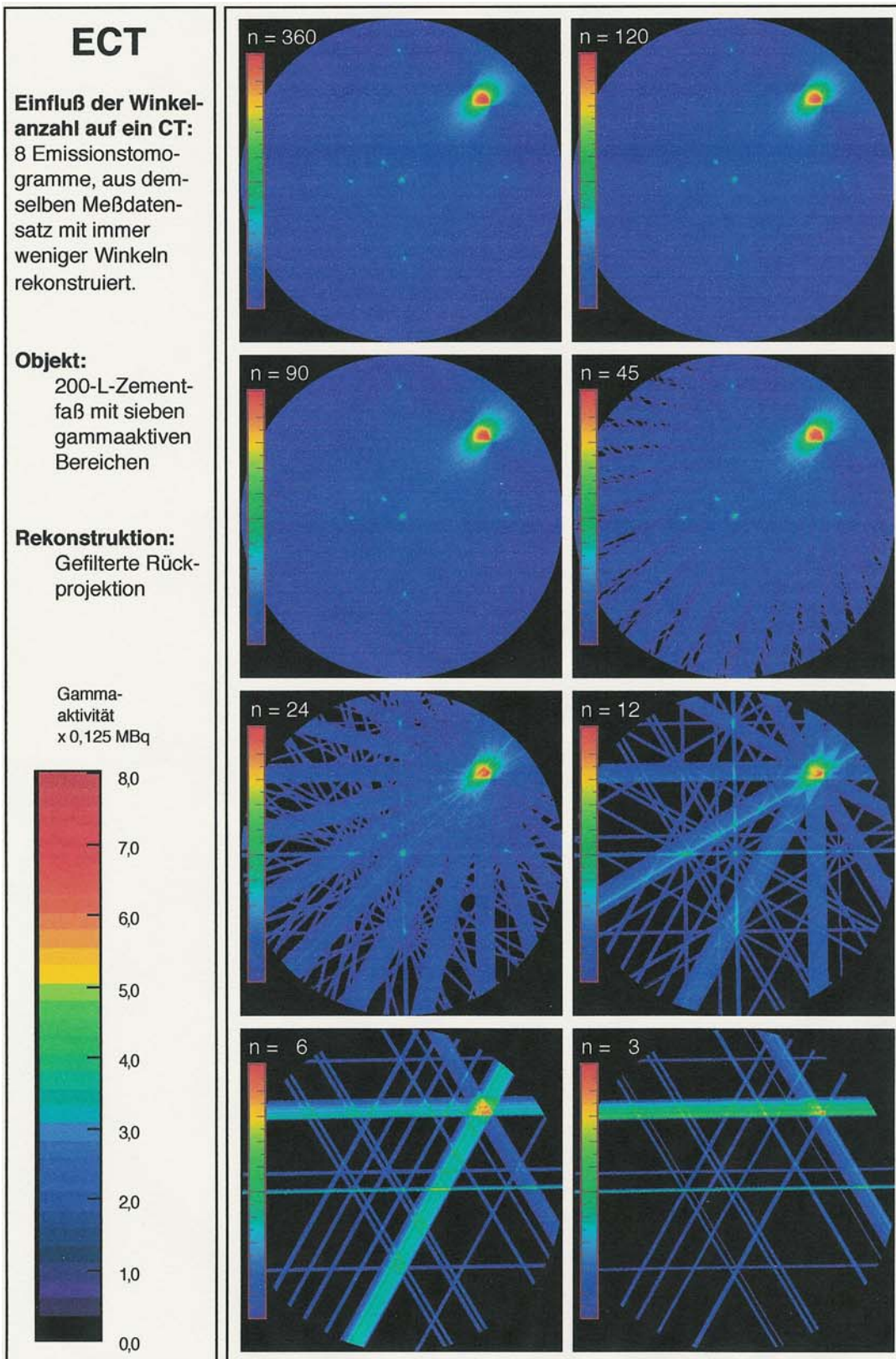


Abbildung 3.14 Einfluß der Anzahl von Winkelstellungen auf das Rekonstruktionsergebnis d. h. auf das CT-Bild

### Programmtechnische Realisierung:

Theoretisch würden alle Meßwerte in den Frequenzraum fouriertransformiert, dort mit der Filterfunktion multipliziert und wieder zurücktransformiert. In der Praxis ist es schneller, die Filterfunktion, wie sie in Tabelle 3.2 formuliert ist, einmal vom Frequenzraum in den Ortsraum zu transformieren und die Werte fest im Computer zu speichern. Der Filter

Filterwert bezogen auf Abstand zum Meßwert	Ramachandran- Lakshminarayanan [Ram71]	Budinger- Gullberg [Bud74]	Brace- well- Riddle [Bra67]	Shepp-Logan [She74]	Cho-Ahn- Tsai [Cho74]	Halo-CT opti- miert	
<b>H(0)</b>	100 / 4	10 / 4	10 / 4	400 / $\pi$	10,0	16,0	<b>H(0)</b>
<b>H(1)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 2^2)$	$-10 / (\pi^2 \cdot 2^2)$	$-10 / (\pi \cdot 2^2)$	$-100 / (\pi \cdot 2^2 - 0,25)$	- 5,232	- 3,0	<b>H(1)</b>
<b>H(2)</b>	0	0	0	0	1,016	0	<b>H(2)</b>
<b>H(3)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 4^2)$	$-10 / (\pi^2 \cdot 4^2)$	$-10 / (\pi \cdot 4^2)$	$-100 / (\pi \cdot 4^2 - 0,25)$	- 0,531	- 1,0	<b>H(3)</b>
<b>H(4)</b>	0	0	0	0	0,05134	0	<b>H(4)</b>
<b>H(5)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 6^2)$	$-10 / (\pi^2 \cdot 6^2)$	$-10 / (\pi \cdot 6^2)$	$-100 / (\pi \cdot 6^2 - 0,25)$	- 0,03011	- 0,7	<b>H(5)</b>
<b>H(6)</b>	0	0	0	0	- 0,02114	0	<b>H(6)</b>
<b>H(7)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 8^2)$	$-10 / (\pi^2 \cdot 8^2)$	$-10 / (\pi \cdot 8^2)$	$-100 / (\pi \cdot 8^2 - 0,25)$	- 0,02034	- 0,5	<b>H(7)</b>
<b>H(8)</b>	0	0	0	0	- 0,01798	0	<b>H(8)</b>
<b>H(9)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 10^2)$	-10 /	-10 /	$-100 / (\pi \cdot 10^2 -$	- 0,01574	- 0,3	<b>H(9)</b>
:	:	:	:	:	:	:	:
<b>H(31)</b>	$-100 / (\pi^2 \cdot 32^2)$	-10 /	-10 /	$-100 / (\pi \cdot 32^2 -$	0	- 0,004	<b>H(31)</b>

Tabelle 3.3 Programmtechnische Realisierung der für die Halo-CT untersuchten Filterfunktion im Ortsraum. Die Filterwerte H(i) werden jeweils symmetrisch nach links und rechts auf die benachbarten Meßwerte angewandt, ausgehend vom betrachteten Meßwert, der mit H(0) gewichtet wird. So entsteht der gefilterte 'Bildwert' aus dem Meßwert und dem Einfluß seiner Nachbarwerte.

wird dann während der laufenden Messung sofort auf jeden Meßdatensatz angewendet. Eine Hin- und Rücktransformation der Meßdaten entfällt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wirkung verschiedener Filter auf die Computertomographie mit Halo-Effekt untersucht. Als Ergebnis wurde ein optimierter Filter für Halo-CT formuliert. Die untersuchten Filter sind in Tabelle 3.3 auf der Vorseite dargestellt.

Die Untersuchung der Filter für die Anwendung der Emissionstomographie und der CT mit Halo-Effekt ergab, daß der in der vorletzten Spalte von 3.3 tabellierte Filter die besten Ergebnisse liefert. Dies schließt nicht aus, daß in einzelnen Energiebereichen einer der anderen Filter ein leicht verbessertes Bild ergibt. Aus Gründen der Vergleichbarkeit aller Bilder untereinander wurde aber der Halo-CT Filter so optimiert, daß er in den meisten Fällen das beste Resultat erzielte.

### 3.8 Abschirmungskorrektur-Verfahren

Bei der Aktivitätsberechnung wird der Effekt der exponentiellen Schwächung von Strahlung beim Durchgang durch Materie (Lambert-Beersches-Gesetz, 2.5) zurückkorrigiert, um aus der extern gemessenen Intensität auf die eingeschlossenen Aktivität zu schließen.

In die Exponentialfunktion gehen die im Material zurückgelegte Weglänge  $s$  sowie der Massenschwächungskoeffizient  $\mu$  ein.

Die Korrektur setzt deshalb voraus, daß der Massenschwächungskoeffizient bei den verschiedenen Energien der jeweils zu bestimmenden Radionuklide bekannt ist. Dies ist allerdings immer nur dann der Fall, wenn man genau weiß, um welches Material es sich handelt; dann kann man tabellierte Kurven wie für Abbildung 4.1, S. 37 dazu verwenden.

Bei einem Objekt mit unbekanntem, radioaktiven Inhalt muß dieser zerstörungsfrei bestimmt werden.

Für Radio-Isotope mit anderen charakteristischen Linien müßten die Massenschwächungskoeffizienten entweder bei den jeweiligen Energien gemessen, oder anhand der Kurven für das vermutete Hüllmaterial extrapoliert werden.

Diese Möglichkeiten sind jedoch begrenzt, weil die entsprechenden Energien im allgemeinen für die Computertomographie nicht zur Verfügung stehen bzw. die Materialien und damit die zugehörigen Kurven der Massenschwächungskoeffizienten nicht genau bekannt sind.

Dazu braucht man die elementspezifische Materialzusammensetzung im Objekt, die aber – und das ist entscheidend – nicht zweifelsfrei aus dem TCT einer herkömmlichen Ein-Energie-Anlage geschlossen werden kann.

Falsche Aktivitätsmengen ermittelt man, wenn die Materialzusammensetzung im Untersuchungsobjekt aufgrund der Ähnlichkeit bestimmter Materialien bei der Durchstrah-

lungsenegie falsch identifiziert wurde. Dann wird die falsche Schwächungskoeffizientenkurve extrapoliert.

Im Anschluß an die Materialbestimmung sind die zwei gebräuchlichsten Methoden der Abschwächungskorrektur die nach Lee Tsu Chang [Cha74] und die Methode nach Kim, Tewarson und Bizais [Kim84]. Sie unterscheiden sich darin, daß bei Chang das bereits rekonstruierte CT-Bild, respektive dessen einzelne Pixel mit einer Korrekturmatrix multipliziert werden. Bei dem Verfahren von Kim werden die gemessenen Intensitätswerte noch vor der Rückprojektion mit einem Korrekturfaktor multipliziert, der die Materialsichtung in Strahlrichtung exponentiell wichtet. Dies geschieht, wie auch die Faltung, noch bei laufender Messung, während die nächste Projektion aufgenommen wird. Die Methode von Kim ist daher in der Praxis vorteilhafter.

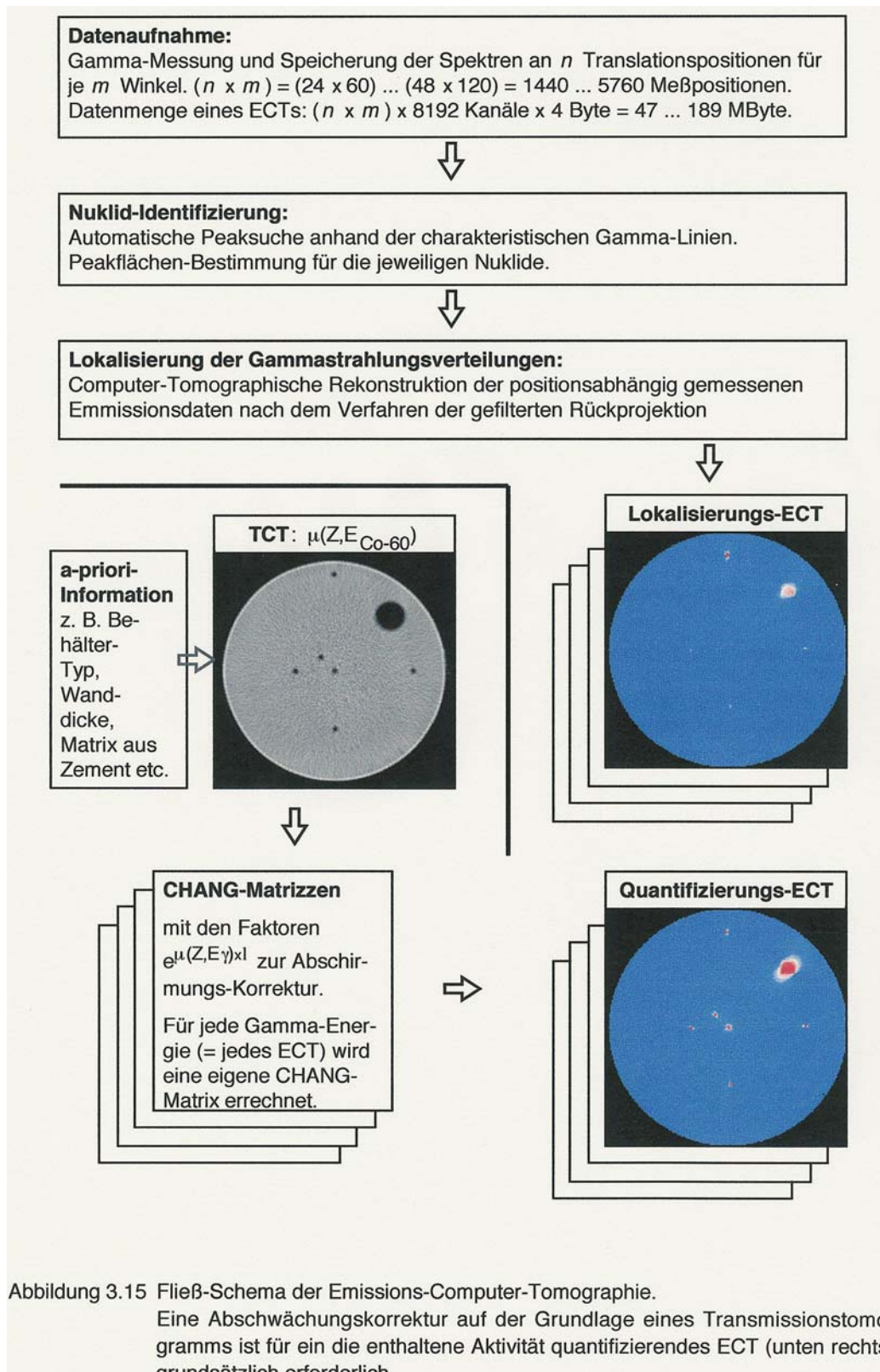
Die Abbildung 3.15 auf der nächsten Seite zeigt schematisch das Vorgehen bei der ECT bzw. bei einer Aktivitätsbestimmung mit tomographischer Darstellung.

Sofern nur die Art der in einem Objekt enthaltenen Nuklide interessiert, ist eine Abschirmungskorrektur-Rechnung nicht erforderlich.

Aber für eine Bestimmung der Aktivitätsmenge, d. h. eine Quantifizierung der eingeschlossenen Aktivitäten muß sie durchgeführt werden. Hier fließen die Dichte - bzw. Material-Informationen eines vorher aufgenommenen Transmissions-CT ein, werden zum jeweils interessierenden Energiewert extrapoliert und in Form von Korrekturfaktoren auf alle extern gemessenen Gamma-Zählraten angewendet.

Die Abbildung 3.16 auf der übernächsten Seite zeigt zweimal dasselbe ECT des 200-L-Fasses, bestückt mit sieben Gammaquellen nach Rekonstruktion, einmal mit und einmal ohne Abschirmungskorrektur.





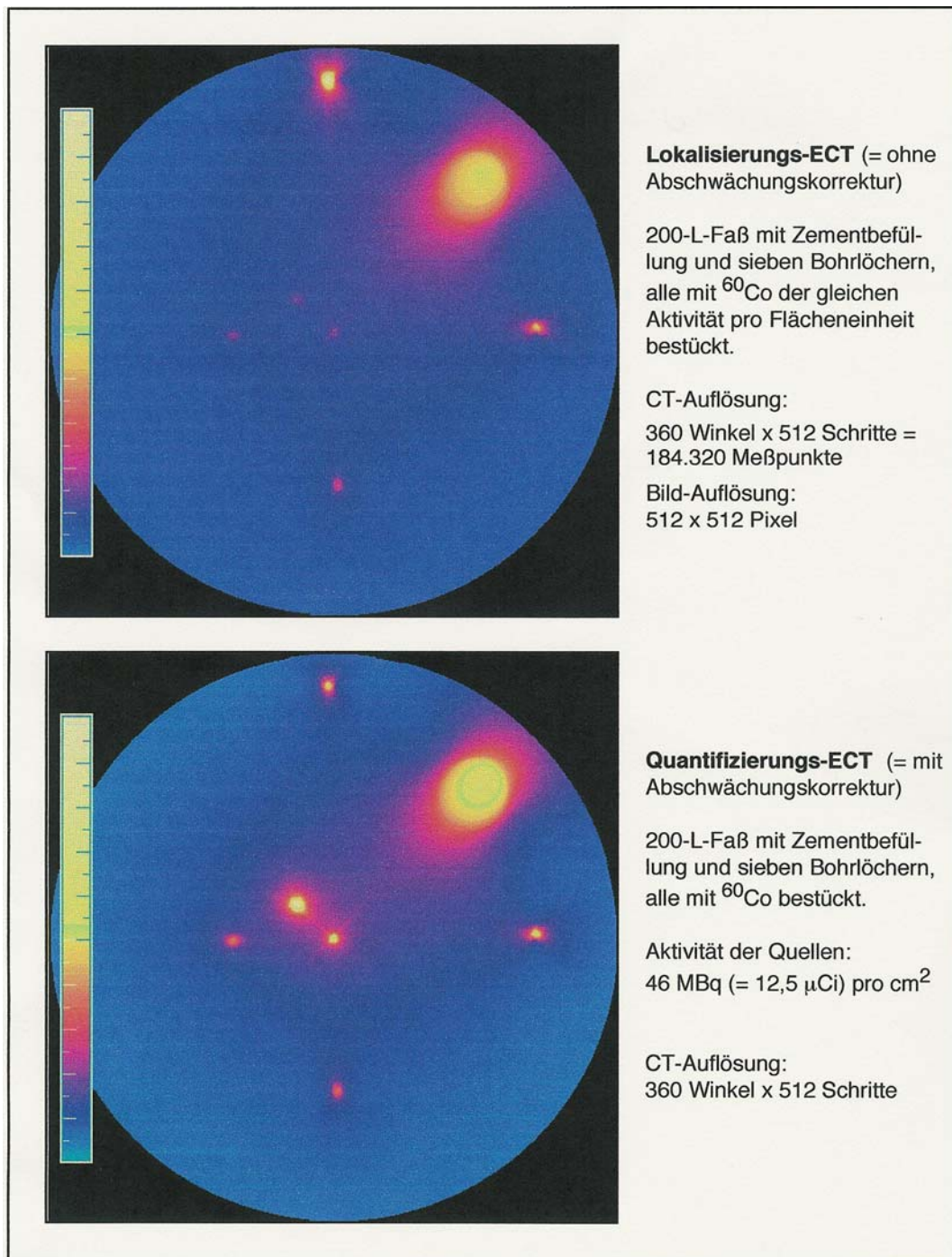


Abbildung 3.16 Berechnete Emissions-Computer-Tomogramme hoher Auflösung eines 200-L-Rollsickenfasses. Dargestellt sind sieben Aktivitätszonen, die durch ihre Entfernung von der Faßwand unterschiedlich stark abgeschirmt sind. Die sechs kleineren Strahlungsverteilungen besitzen eine Aktivität von jeweils 37 MBq (= 10  $\mu\text{Ci}$ ) bei einer Ausdehnung von  $0,8 \text{ cm}^2$ . Der große Bereich rechts oben besitzt eine Aktivität von 1800 MBq (= 0,5 mCi) bei einer Fläche von  $38,5 \text{ cm}^2$ .



## 4 Grenzen tomographischer Prüfmethode

### 4.1 Materialidentifikation bei Standard-CT-Anlagen

Die Materialidentifikation in der Tomographie und die zugeordnete Grauwertdarstellung im Computertomogramm basieren auf der Messung der Röntgen- oder Gammastrahlungsabsorption des Objekts. Normalerweise unterscheiden sich verschiedene Materialien in der Strahlungsabsorption und dementsprechend auch im Computertomogramm aufgrund ihrer unterschiedlichen Massenschwächungskoeffizienten.

Es gibt allerdings Materialien, die in herkömmlichen Durchleuchtungsbildern nicht oder nur schwer zu unterscheiden sind (z. B. Al / Plexiglas bzw. Fe / Cu in Abb. 4.2 auf der nächsten Seite). Dies hängt neben der atomaren Zusammensetzung auch vom Energiebereich der Strahlung ab, mit der das CT-Bild aufgenommen wird. Die Massenschwächungskoeffizienten industriell relevanter Materialien (Al, Fe, Cu, Pb) unterscheiden sich im Energiebereich 10 bis 200 [keV] deutlich (Photoeffekt-Bereich,  $\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^{3,5}$ ), im

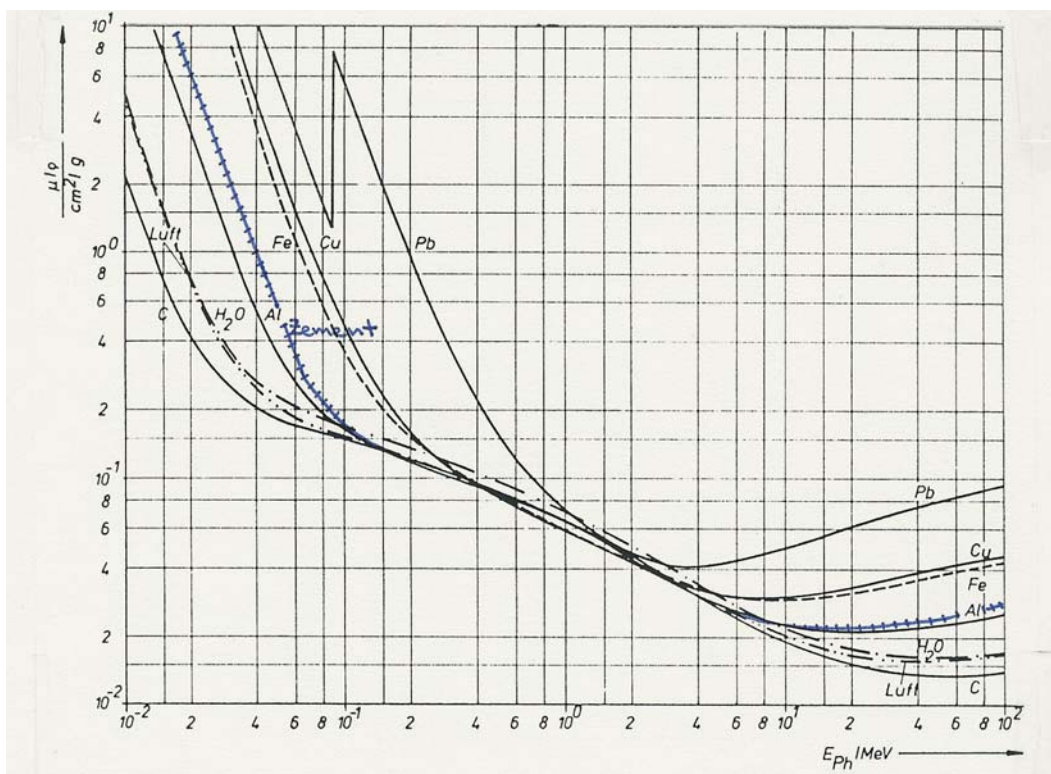


Abbildung 4.1 Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  für Gammaquanten in diversen Materialien über der Energie, darunter Aluminium, Zement und Blei. Die Kurvenform ist für alle Materialien in etwa gleich bei unterschiedlicher Energieabhängigkeit und entspricht der Summenkurve von Abb. 2.1, S. 3.

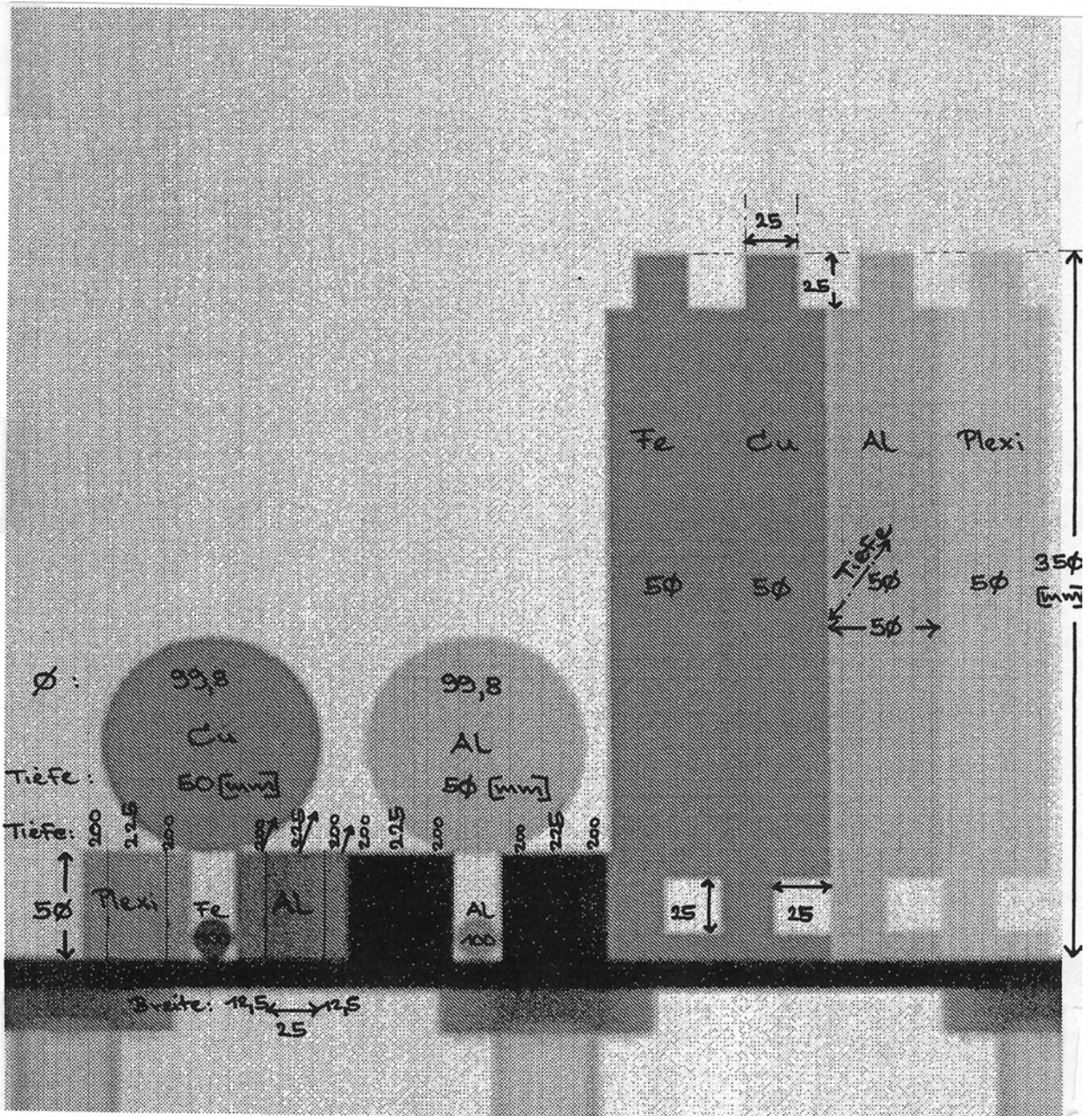


Abbildung 4.2 Durchleuchtungsbild (Digitale Radiographie) von Fe-, Cu-, Al- und Plexiglas-Testkörpern. Man erkennt das Problem der Ununterscheidbarkeit, die mittels der Computertomographie mit Halo-Effekt reduziert wird.

Bereich 400 - 600 [keV] am geringsten (Compton-Bereich,  $\sigma_{\text{Compton}} \sim Z$ ) und ab ca. zwei MeV wieder mehr durch Zunahme des Paarbildungseffektes, siehe Abb. 2.1, Seite 3 sowie Abb. 4.1 .

Ein wichtiges Beispiel für zwei in Standard-CT-Bildern praktisch ununterscheidbare Materialien aus der kerntechnischen Anwendung sind Aluminium und Zement. Beide haben je nach Art des Zements die gleiche Massendichte von 2,7 [g/cm<sup>3</sup>]. Die atomare Zusammensetzung ist zweifelsfrei verschieden. Die Materialien sind aber nur unterhalb von 350 [keV] und deutlich oberhalb 1300 [keV] zu unterscheiden. Bei Aluminium (Ordnungszahl  $Z = 13$ ) und Portland-Zement ( $Z_{\text{Mittel}} = 14,138$ )<sup>9</sup> stimmen die Schwächungskoeffizienten im Bereich 350 - 1300 [keV] auf besser als 1% überein.

Im Energiebereich 350 - 1300 [keV] ist eine Erkennung von Aluminiumteilen in Abschirmungszement (Zement für Schwerbeton oder Barytbeton) nicht möglich, da deren Schwächungskoeffizienten hier gleich sind. Physikalisch zeigen das die Kurven der Massenschwächungskoeffizienten (siehe Abb. 4.1, Seite 37), die in diesem Bereich praktisch übereinander liegen.

Die Abbildung 4.3 zeigt dazu ein Tomogramm dreier etwa gleich großer Zylinder mit je ca. 30 cm Durchmesser, aufgenommen mit der CT-Anlage in Garching. Dem Grauwert der Objekte nach zu urteilen, bestehen alle drei aus dem gleichen Material. Dies ist aber nicht der Fall. Zwei der Zylinder sind aus Zement, der dritte im Bild unten ist aus Aluminium gefertigt. Die Zementkörper unterscheiden sich im Anteil an eingelagertem Kristallwasser.

Eine etwaige Auswirkung des Wasseranteils auf den Grauwert wurde im Rahmen der Vergleichsmessungen mit Aluminium untersucht. Es zeigte sich, daß Unterschiede im Kristallwasseranteil auch mit der in dieser Arbeit beschriebenen Methode der Halo-CT nicht darstellbar sind. Scheinbare Unterschiede in einem Bild waren nicht reproduzierbar.

Bei dem in Abbildung 4.3 gezeigten Tomogramm handelt es sich um eine optimale CT-Messung, d. h. es wurde sowohl mit maximaler Meßwinkelanzahl als auch mit maximaler Anzahl von Translationsschritten und langer Meßzeit von knapp zwei Stunden gemessen. Die vorliegende Ununterscheidbarkeit der Proben resultiert daher nicht aus einer geringen Auflösung oder einer schlechten Statistik aufgrund zu kurzer Meßzeiten.

<sup>9</sup> Zusammensetzung des Zementes siehe Tabelle 6.2, Seite 69; diverse Betone in Tabelle 6.1, S. 68.

Es handelt sich vielmehr um das prinzipielle Problem, aus der Messung des Schwächungskoeffizienten bei einer einzigen Energie die Art des zugehörigen Materials eindeutig zu bestimmen. Das Problem ergibt sich aus der Gleichheit der Massenschwächungskoeffizienten bei Energien im Bereich von 350 bis 1300 [keV], wie aus Abbildung 4.1 hervorgeht, besonders für die Kurven von Aluminium und Zement.

Eine Unterscheidung dieser zwei Proben wäre durchaus möglich, wenn man eine ähnliche Messung bei einer entsprechend niedrigen Energie durchführen könnte, wo sich die

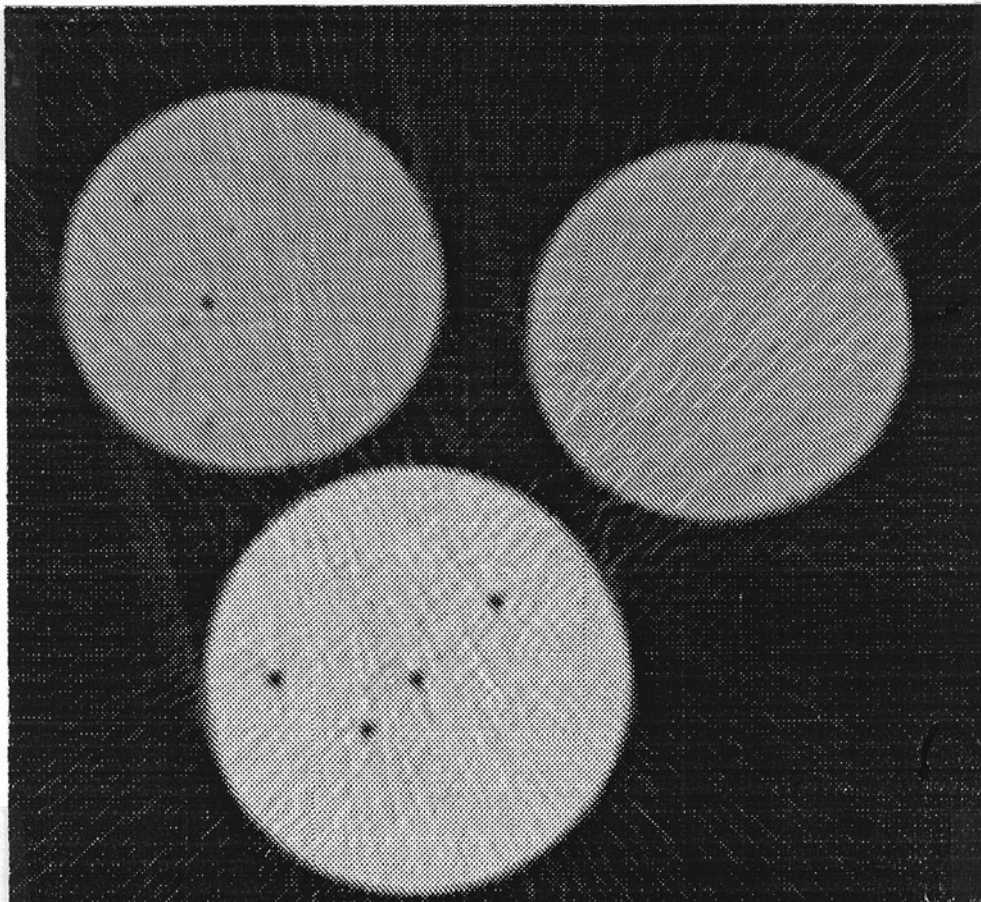


Abbildung 4.3 TCT zweier Zementproben (oben) mit unterschiedlichem Wasseranteil zusammen mit einem Aluminiumzylinder gleicher Größe (unten; die vier Bohrungen ermöglichen die Einbringung von Strahlungsproben).

beiden Kurven genügend unterscheiden. Dies ist allerdings aus praktischen Gründen nicht möglich, weil es kaum starke Strahlungsquellen mit den entsprechenden Energien gibt.

Einige Ansätze dazu werden in den Abschnitten 4.4 bis 4.6 vorgestellt; tatsächlich haben diese jedoch in der Praxis kaum Bedeutung erlangt.

Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, wie durch die Methode der Computertomographie mit Halo-Effekt (Kapitel 5), Meßwerte über einen größeren Energiebereich gewonnen werden können.

#### **4.2 Probleme durch Falschidentifikation des Materials**

Eine genaue Materialidentifizierung ist z. B. wichtig bei der Beurteilung von Metall-Kunststoff-Verbindungen (Automobil - u. Flugzeugindustrie) und Metall-Metall-Verbindungen (Loteindringtiefen sowie Einbrandtiefen bei Schweißnähten) und ähnlichen Aufgaben.

Von entscheidender Bedeutung ist die richtige Erkennung der Materialschichten für die Beurteilung von verdeckten radioaktiven Substanzen.

#### **Aktivitätsbestimmung fest umschlossener Radioaktivitäten**

Behälter mit radioaktiven Substanzen müssen hinsichtlich ihres Aktivitätsinventars und ihrer Gefährlichkeit überprüft werden. Die Strahlungsemission wird mittels einer verbesserten 'Geigerzähler-Messung' bzw. mittels Gammascanning bestätigt.

Besonders wichtig ist eine exakte Materialbestimmung bei der Untersuchung und Beurteilung von radioaktiven Abfallbinden. Diese enthalten im allgemeinen verschiedene Radio-Isotope, die durch eine Gammaskopie über ihre typischen Linien ermittelt werden können.

Für die quantitative Bestimmung, welche Aktivitätsmengen diverser Strahlungsnuklide in dem Objekt enthalten sind, ist die Kenntnis der umhüllenden Materialien notwendig. So kann eine Intensitätskorrektur entsprechend dem Abschirmungseffekt vorgenommen werden. Entscheidend ist wieder die Kenntnis der Massenschwächungskoeffizienten der umhüllenden Materialien. Die Massenschwächungskoeffizienten sind mittels Durchstrahlung zu ermitteln.

An der CT-Anlage in Garching wird dies mit Hilfe der  $^{60}\text{Co}$ -Strahlungsquelle, also bei einer Energie von 1,173 MeV bzw. 1,332 MeV getan. Die Intensitätskorrektur und Aktivitätsbestimmung ist daher hier für  $^{60}\text{Co}$  am zuverlässigsten, da bei der Energie die Schwächungskoeffizienten direkt gemessen werden.

### Beispiel Americium-241: Gammastrahler bei 59,4 keV

Für alle anderen Isotope als das Durchstrahlungsnuklid (hier  $^{60}\text{Co}$ ) muß die Intensitätskorrektur für ihre eigene Energie durchgeführt werden. Dazu wird der energieabhängige Schwächungskoeffizient des identifizierten Materials von der  $^{60}\text{Co}$ -Energie zur Radionuklid-Energie extrapoliert. – In den meisten Fällen ist dies eine Herunter-Extrapolation zu niedrigeren Energien, da kaum Gammalinien oberhalb 1,173 MeV bzw. 1,332 MeV

interessieren.

Für eine Aktivitätsbestimmung von  $^{241}\text{Am}$  mit  $E_\gamma = 59,4 \text{ keV}$  müssen bei der Abschwächungskorrektur anstatt der bei 1 MeV gemessenen Schwächungskoeffizienten die entsprechenden Werte für das Objektinventar bei 59,4 keV eingesetzt werden.

Um zu wissen, welche Werte man verwenden soll, braucht man die elementspezifische Materialzusammensetzung im Objekt, die aber – und das ist entscheidend – nicht zweifelsfrei aus dem TCT einer herkömmlichen Ein-Energie-Anlage geschlossen werden kann.

Die Extrapolation einer falschen Materialkurve bis herunter zu 59,4 keV führt zu einem Fehler des Schwächungskoeffizientenwertes von 40%. In der Aktivitätsbestimmung schlägt sich eine solche Fehl-Identifikation des Abschirmungsmaterials in einer Abweichung von  $\pm 50\%$  vom wahren Aktivitätswert nieder. – Man sieht, welche große Fehler durch Fehlinterpretation der tomographierten Inhaltsstoffe entstehen können.

### 4.3 Ein-Energieverfahren (Single Energy)

Bei den herkömmlichen CT-Anlagen erfolgt die Tomographie nur in einem einzigen Energiefenster im Compton-Bereich. Auf die Materialidentifikation wird dabei deutlich weniger Wert gelegt, als auf eine hohe Ortsauflösung.

Das Transmissions-Tomogramm liefert nur die Dichteverteilung innerhalb des Objekts entsprechend der Strahlungsschwächung im untersuchten Energiebereich. Ein Erkennungsproblem entsteht, weil nur in einem Energiebereich tomographiert bzw. durchstrahlt wird und dort eine Ununterscheidbarkeit von Materialien vorliegt. Bei mehrdeutigen Massenschwächungskoeffizienten wie Aluminium und Schwerbeton kann dies zu einer Fehlinterpretation des Materials führen.

Die meisten Computertomographen sind Ein-Energieanlagen wie in Garching, bei denen nur in einem festen Energiefenster tomographiert werden kann. Die Detektoren je-



der Anlage messen nur in einem bestimmten Energiebereich, analog dem menschlichen Auge mit der Beschränkung auf den sichtbaren Spektralbereich von 400 - 800 [nm], obwohl die Sonne ein weit größeres Spektrum elektromagnetischer Strahlen (Radiowellen, Wärmestrahlen, Infrarot-, UV-Strahlen, etc.) aussendet.

Eine Verwendung von Röntgenröhren mit variabler Hochspannung würde zwar gestatten, die Maximalenergie zu verändern, nicht aber den Bildaufnahmebereich.

Röntgenröhren, die neben Radionuklidquellen überwiegend eingesetzt werden, liefern ein Energiespektrum von 0 bis zu der durch die Beschleunigungsspannung  $U$ /[kV] maximal erreichbaren Energie  $E = h \cdot \nu = e \cdot U$ , aber für große Prüfaufgaben eine zu geringe Quantenrate bzw. Strahlungsleistung. In der Medizin liegt die Maximalenergie bei etwa

150 [keV], in der industriellen Prüfung bei 400 [keV]. Für Strahlungsenergien oberhalb 400 [keV] sind Röhren technisch zu aufwendig bei zu geringer Strahlungsleistung im Vergleich mit Nuklidquellen. Für eine adäquate Strahlungsleistung muß der Strom so hoch gewählt werden, daß auch bei Verwendung von Ölkühlung und Drehanoden das Anodenmaterial verdampft. Man verwendet ab 400 [keV] Nuklidquellen und für Energien über 1,5 [MeV] Elektronen-Beschleuniger, deren Bremsstrahlung man analog zur Kathodenstrahlröhre ausnutzt.

Bei medizinischen CT-Geräten tritt das Problem der Ähnlichkeit zweier grundsätzlich verschiedener Materialien nicht in dem Maße auf wie in der industriellen Prüfung, weil die Anlagen bestmöglich auf den menschlichen Körper und dessen Zusammensetzung - anteilmäßig in erster Linie Wasser - abgestimmt sind. Die Spannbreite der Materialien in der Industrie, insbesondere in der Kerntechnik bei radioaktiven Abfällen ist weitaus größer. Mischabfälle aus der Forschung oder der Nuklearmedizin können von Zellstoff über Arbeitskittel und Handschuhe bis zu Stahl- und Metallteilen alles enthalten.

Aufgaben in der genauen Identifizierung von Gewebe bestehen allerdings auch in der Medizin. So sind viele Tumore innerhalb von Organen auf derzeitigen CT-Bildern nicht oder erst zu spät erkennbar [Cor73].

#### 4.4 Zwei-Energieverfahren (Dual Energy)

Um das unter 4.2 geschilderte Problem der Ununterscheidbarkeit von Materialien in bestimmten Energiebereichen zu lösen, besitzen Spezialanlagen zwei Strahlungsquellen sowie zwei Detektionsbereiche.

Bei industriellen Prüfungen von Objekten großer Abschirmungslänge wie etwa Stahl ab 10 [cm] Dicke oder Objekten aus der Kerntechnik mit dicker Zementabschirmung wer-

den Radionuklidquellen, d.h. radioaktive Isotope wie  $^{137}\text{Cs}$  oder  $^{60}\text{Co}$  an Stelle von Röntgenröhren eingesetzt. Die emittierte Gammastrahlung besitzt kein Kontinuum wie bei der Röntgenröhre sondern scharfe Linien entsprechend den Kernübergängen des zugrunde liegenden radioaktiven Zerfalls. Bei  $^{60}\text{Co}$  liegen die beiden für die Durchstrahlung geeigneten Linien bei 1,173 bzw. 1,332 [MeV] relativ nahe beieinander. Bei  $^{137}\text{Cs}$  ist nur die Linie bei 661,66 [keV] für die industrielle Durchstrahlungsprüfung geeignet.

Besser wären CT-Anlagen mit zwei Strahlungsquellen und zwei Detektionsfenstern, etwa zwei Radionuklidquellen oder einem Radionuklid in Kombination mit einer Röntgenröhre. Allerdings ist eine solche Ausführung für über 90% der Prüfaufgaben zu teuer.

#### 4.5 Viel-Energieverfahren

Im Gegensatz zu  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{60}\text{Co}$  bieten andere Radionuklide mehrere Gammalinien ausreichender Strahlungsintensität im prüfrelevanten Energiebereich. Zum Einsatz kommen fast ausschließlich  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{170}\text{Tm}$  und  $^{192}\text{Ir}$ , da nur diese Isotope hinsichtlich der Kriterien wie Lebensdauer ( $\sim$  Halbwertszeit), Handhabbarkeit und Emissionsrate ( $\sim$  Gammazerfallswahrscheinlichkeit) geeignet sind.

#### Radionuklidquellen: Iridium-192 & Selen-75

$^{192}\text{Ir}$  besitzt mehrere Gammalinien, die im Energiebereich 205,80 [keV] bis 612,47 [keV] verteilt liegen. Allerdings beträgt die Emissionswahrscheinlichkeit nur bei vier der neun Linien über 10% bzw. 5%. Die vier Linien ausreichender Quantenrate liegen bei 295,96; 308,46; 316,51 und 468,07 [keV], siehe Abbildung 4.4. Leider existieren keine für die Tomographie geeigneten Gammalinien oberhalb 469 [keV].

Hier wären die Voraussetzungen für eine gute Materialidentifikation kleinerer Objekte nicht allzu großer Durchstrahlungslänge vorhanden. Aufgrund der hohen Kosten von  $^{192}\text{Ir}$  kommt dieses Isotop trotzdem nur in einer Spezialanlage der Fa. DORNIER zur Detektion von Sprengkörpern zum Einsatz [San93].

$^{192}\text{Ir}$  besitzt eine Halbwertszeit von 73,8 Tagen, was eine regelmäßige Auffrischung des Radionuklids in einem Kernreaktor erforderlich macht. Für Standardprüfungen ist das Verfahren daher zu unwirtschaftlich.



## 4. Grenzen tomographischer Prüfmethode

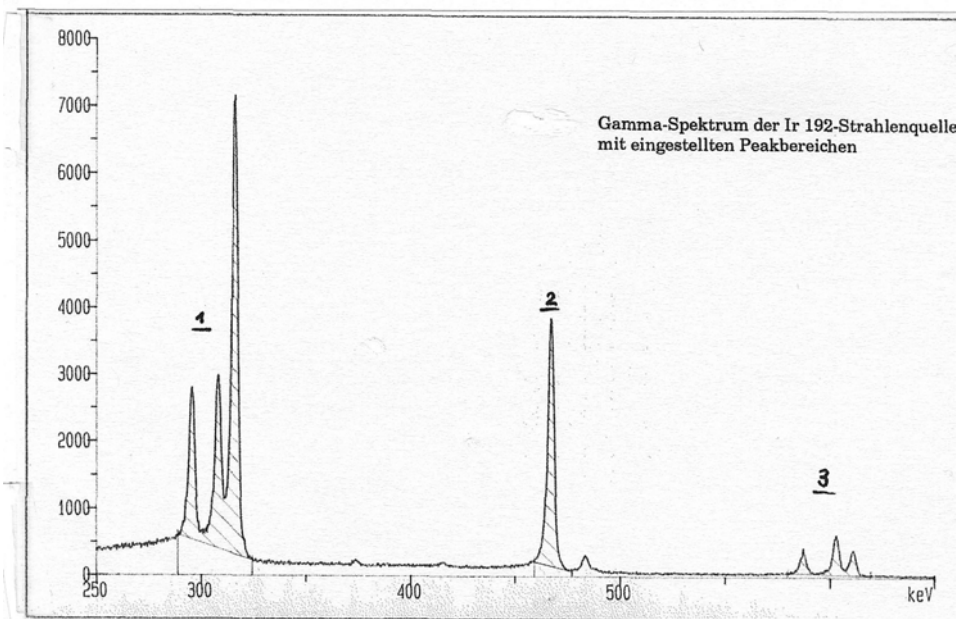


Abbildung 4.4 Gammaspektrum von  $^{192}\text{Ir}$ , Halbwertszeit  $T_{1/2} = 73,8$  Tage.

Das Gammaspektrum von  $^{75}\text{Se}$  schließt praktisch nach unten an das  $^{192}\text{Ir}$ -Spektrum an und ist aufgrund der geringen Halbwertszeit ebenso unwirtschaftlich.

#### 4.6 Streu-Kombinationsverfahren

Anstelle zweier oder mehrerer Strahlungsquellen besteht auch die Möglichkeit, die im Objekt gestreuten, niederenergetischen Strahlungsanteile tomographisch zu nutzen.

Gammaquanten, die aufgrund von Wechselwirkungen mit niedrigerer Energie aus dem Untersuchungsobjekt austreten, sind bei der Durchstrahlung immer vorhanden. Die Art der Wechselwirkung innerhalb des Objekts ist von der Quanten-Energie und der Ordnungszahl des Materials abhängig durch das die Strahlung hindurchtritt. Die spezielle Art und Energieabhängigkeit der möglichen Wechselwirkungsprozesse wie z. B. Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung ist in Kapitel 2.1 sowie in Tabelle 2.1 beschrieben.

In dem für industrielle Prüfzwecke gängigen Energiebereich 400 - 1300 [keV] dominiert als Wechselwirkung der Comptoneffekt, bei dem Streuwinkel  $\theta$  und Energie  $h\nu'$  des gestreuten Quants in fester Beziehung zueinander stehen (z. B. Evans [Eva55]):

$$h\nu' = h\nu \cdot \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_0 \cdot c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}$$

Compton-Streuformel (4.1)

Prettyman, Gardner et al. am Los Alamos National Laboratory schlagen in einer Arbeit von 1993 ein kombiniertes Transmissions-Tomographie - und Compton-Streu-Abbildungssystem vor [Pre93]. Unter Verwendung einer monoenergetischen Quelle wird ein normales Transmissions-Tomogramm aufgenommen, welches die Verteilung der Schwächungskoeffizienten bei der Hauptenergie  $E_0$  zeigt. Mit einem schräg zur Hauptstrahlrichtung stehenden Compton-Streu-Abbildungssystem wird durch Messung eines Teils der elastisch gestreuten Photonen die Verteilung der Elektronendichten in der gleichen Schnittebene bestimmt. Die zugehörige Meßanordnung ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

#### Das Streu-Abbildungssystem von Prettyman-Gardner:

Jeder Comptonstreuwinkel bzw. Strahl bedingt eine andere Energie. Alle Kreisbögen in

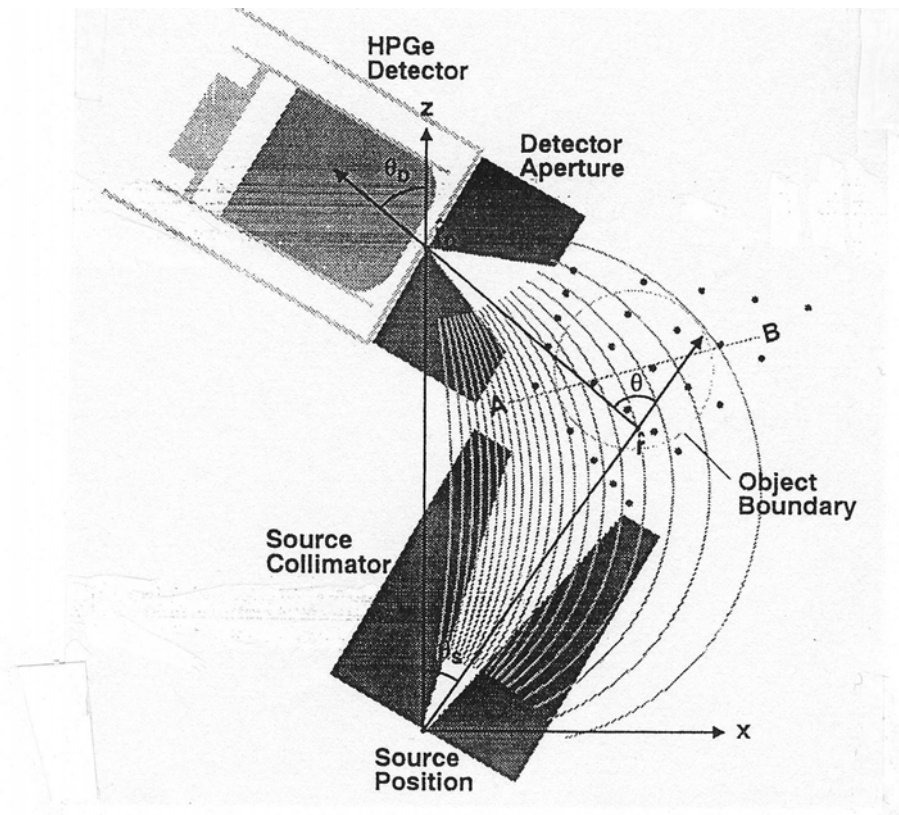


Abbildung 4.5 Compton-Streu-Abbildungssystem von Prettyman, Gardner et al. 1993.

Abbildung 4.5 entsprechen jeweils einem bestimmten Comptonstreuwinkel entlang der Kreisbahn. Jeder andere Kreisbogen steht für einen anderen Streuwinkel. Wegen der Energie-Winkelabhängigkeit der Compton-Streuenergie ist damit jeder Punkt auf einem Kreisbogen als Quasiquelle für die entsprechende Comptonenergie zu denken. Das Untersuchungsobjekt wird daher tatsächlich zusätzlich zur Hauptenergie der Nuklidquelle mit verschiedenen Streuenergien durchleuchtet.

Diese Anordnung ist allerdings geometrisch sehr kompliziert und wegen der gleichzeitig auftretenden Energien nicht einfach zu handhaben. Die in Kapitel 5 dargestellte Methode der Computer-Tomographie mit Halo-Effekt vermeidet genau diese Schwierigkeit.

Allgemeine Streustrahlungstomographie in Form von Compton-Rückstreuungs-CT wird auch von der Gruppe von Geoffrey Harding am Philipps-Forschungslabor in Hamburg untersucht [Har89]. Bei dem von dieser Arbeitsgruppe entwickelten Compton-Rückstreu-Tomograph sind Quelle und Detektor auf der gleichen Seite des Objekts angeordnet. Dies ist z. B. bei der Überprüfung und Wartung von Verkehrsflugzeugen von Vorteil gegenüber der Durchstrahlung (Transmission) großer Teile wie des Tragflügels und der Triebwerksaufhängung.

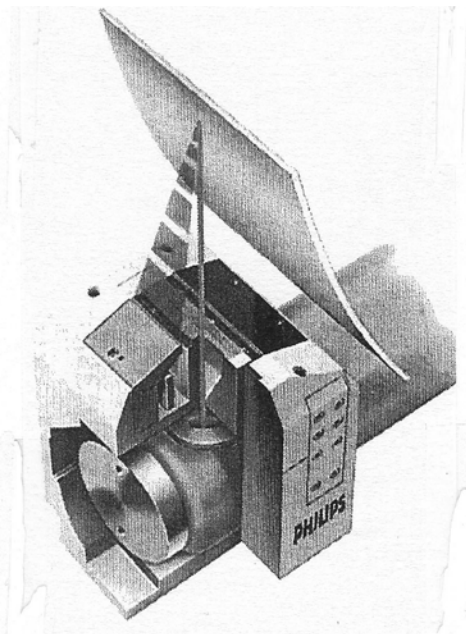


Abbildung 4.6 Industrielle Prüfanlage 'ComScan' mit Compton-Rückstreutechnik.

Das Verfahren wird inzwischen in der Anlage 'ComScan' der Firma Philips industriell eingesetzt. Auf Verfügung des amerikanischen Luftfahrtbundesamts wird ComScan zur Standardüberprüfung von Flugzeugen angewandt. Geoffrey Harding erhielt für die Entwicklung des Verfahrens zusammen mit Josef Kosanetzky die Röntgenmedaille 1995.

Der Nachteil des ComScan Streu-Abbildungssystems ist, daß es sich im wesentlichen auf zwei verschiedene Energien beschränkt.

In Kapitel 5 wird daher ein ähnliches Verfahren, die sogenannte CT mit Halo-Effekt jedoch mit beliebigen Energien diskutiert.