

12 Röntgendiagnostik

Literatur zu diesem Kapitel:

- Dössel, Bildgebende Verfahren in der Medizin, Kap. 1, 4
- Suetens, The fundamentals of medical imaging, Kap. 2
- Morneburg (Ed.), Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Kap. 4
- Smith, Webb, Introduction to medical imaging, Kap. 2
- Bushberg et al., The essential physics of medical imaging, Kap. 5-13
- Allisy-Roberts, Williams, Farr's Physics for medical imaging, Kap. 1-8
- Bille, Schlegel (Hrsg.), Medizinische Physik, Band 2, Kap. 6, 9, 10

12.1 Grundlagen der Röntgendiagnostik

Röntgenlicht, also elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen $\lesssim 10$ nm, kann Gewebe teilweise durchdringen. Dies gehört zu den wichtigsten Voraussetzungen für Anwendungen in der medizinischen Diagnostik.

12.1.1 Historische Entwicklung

Unmittelbar nach der Entdeckung der "neuen Art von Strahlung" durch Wilhelm Conrad Röntgen am 8. November 1895 wurde die Bedeutung der Röntgenstrahlen für die Medizin erkannt. Sehr kurze Zeit nach den ersten Veröffentlichungen setzte die praktische Anwendung der Röntgenstrahlung in der Medizin ein. Die wichtigste Grundlage ist die höhere Absorption von Röntgenstrahlung durch Knochen ge-

genüber weichem Gewebe. Dies liegt im Wesentlichen am in den Knochen enthaltenen Kalzium, welches eine höhere Ordnungszahl und damit eine höhere Absorption aufweist, als die leichteren Elemente, welche in Weichteilen dominieren.

Die technische Entwicklung der Röntgendiagnostik ist durch markante Neuerungen in größeren zeitlichen Abständen gekennzeichnet. 1917 führte Coolidge¹ die Hochvakuumröhre mit geheizter Kathode ein und um 1925 wurde die benötigte Hochspannung in Röntgengeneratoren durch Wechselstrom-



Abbildung 12.1: Wilhelm Röntgen

transformatoren und Gleichrichterröhren erzeugt. Um 1950 wurden elektronenoptische Röntgenbildverstärker in Kombination mit einem Fernsehsystem eingesetzt. Der nächste große Schritt folgte 1973 mit der Einführung der Computer-Tomographie von Hounsfield. Um 1980 wurden digitale Techniken eingeführt, die digitale Subtraktions-Angiographie und die digitale Lumineszenzradiographie. Seit 2000 werden zunehmend digitale Festkörper-Flächendetektoren für Röntgenaufnahmen und Röntgendurchleuchtung eingesetzt.

12.1.2 Begriffe

Eine **Röntgeneinrichtung Diagnostik** umfasst die Gesamtheit aller technischen Mittel, die zur Untersuchung eines Patienten mit Röntgenstrahlung eingesetzt werden. Die wesentlichen Komponenten sind

¹William David Coolidge (1873 – 1975)

- ein **Röntgenerators**, der die Hochspannung von etwa 30 bis 150 kV erzeugt, schaltet und regelt, bei bis zu 1.5 A Röhrenstrom;
- der **Röntgenstrahler**, der die Röntgenstrahlung erzeugt und Filter sowie Blenden enthält;
- das **Röntgenanwendungsgerät**, das zur Lagerung des Patienten dient und die Einstellung der Röntgenstrahlung und des Röntgenbildwandler möglich macht;
- der **Röntgenbildwandler**, der die Umwandlung des Strahlungsbildes in ein sichtbares Bild durchführt.
- Als **Röntgenbilderzeugungssystem** fasst man alle Komponenten zusammen, die unmittelbar an der Entstehung des sichtbaren Röntgenbildes beteiligt sind.

Es gibt zwei Typen von Bilderzeugungssystemen. Der **Projektionsradiographie** liegt die Zentralprojektion zu Grunde, das Bild wird durch direkte Wandlung der Messdaten gewonnen. Der andere Typ sind **rekonstruktive Bilderzeugungssysteme** (siehe CT), in der die Bildinformation verschlüsselt in den Messdaten enthalten ist und deshalb rekonstruiert werden muss.

12.1.3 Projektionsradiographie

Röntgenstrahlen können nur schwer fokussiert werden, da sich in diesem Frequenzbereich die Brechungsindizes der meisten Materialien nur wenig von eins unterscheiden. Röntgenaufnahmen benutzen deshalb die Zentralprojektion als Abbildungsprinzip (Abbildung 12.2).

Dafür benötigt man eine Röntgenquelle, welche im Idealfall eine Punktlichtquelle darstellt. Die davon ausgehende Strahlung durchdringt das abzubildende Objekt. Dahinter wird als Funktion des Ortes die auftreffende Intensität oder Dosis gemessen. Als **Dosis** wird die von der ionisierenden Strahlung pro Masseneinheit deponierte Energie bezeichnet. Die Einheit ist Gray Gy:=J/kg.

Die auf dem Röntgendetektor auftreffende Energie ist im Idealfall die Differenz zwischen der abgestrahlten und der im Objekt deponierten Energie.

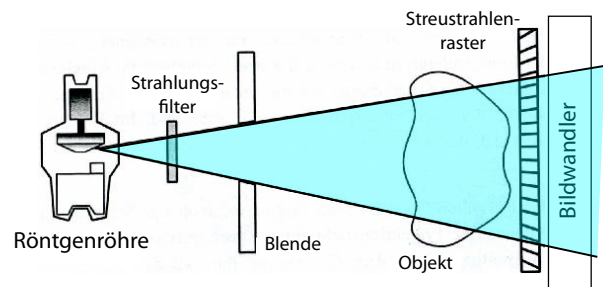


Abbildung 12.2: Prinzip der Projektionsradiographie.

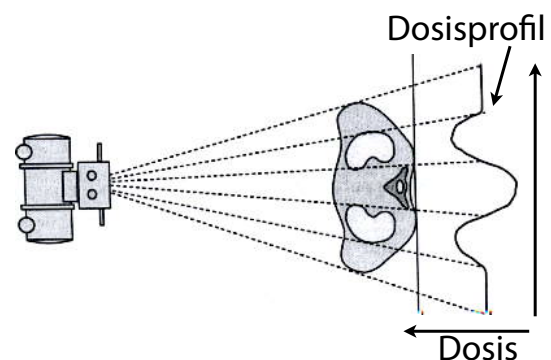


Abbildung 12.3: Entstehung des Dosisprofils.

Das Bild stellt somit die zweidimensionale Dosisverteilung dar.

Die Energie, die nicht transmittiert wird, wird entweder gestreut oder absorbiert. Damit setzt sich der lineare Abschwächungskoeffizient μ aus dem **Streukoeffizienten** $\tilde{\sigma}$ (bei Richtungsänderung) und dem **Absorptionskoeffizienten** τ zusammen: $\mu = \tilde{\sigma} + \tau$. Dabei entspricht der Streukoeffizient der Wahrscheinlichkeit für eine Richtungsänderung des Photons, während der Absorptionskoeffizient die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass die Strahlung vom Gewebe absorbiert wird.

12.1.4 Absorptionsquerschnitt und Eindringtiefe

Wie in Kapitel 11 diskutiert, kann die Intensitätsabnahme für elektromagnetische Strahlung in guter Näherung über das Lambert-Beer'sche Gesetz be-

schrieben werden:

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

Der Schwächungskoeffizient entspricht somit der inversen Eindringtiefe:

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \frac{\int_0^\infty dx x I_0 e^{-\mu x}}{\int_0^\infty dx I_0 e^{-\mu x}} = \frac{-\frac{d}{d\mu} \int_0^\infty dx e^{-\mu x}}{\int_0^\infty dx e^{-\mu x}} \\ &= \frac{1/\mu^2}{1/\mu} = \frac{1}{\mu}. \end{aligned}$$

Die mittlere freie Weglänge von 1 MeV-Photonen in Wasser beträgt $\langle x \rangle = 1/\mu = 14,4 \text{ cm}$. Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\text{H}_2\text{O}, 1\text{MeV}) = 2,1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 = 2,1 \text{ b}.$$

Der Schwächungskoeffizient μ ist im Allgemeinen eine Funktion des Ortes, $\mu(x)$. Damit wird die Intensitätsabnahme

$$I = I_0 e^{-\int_{x_{in}}^{x_{out}} \mu(x) dx}. \quad (12.1)$$

Die Wechselwirkung der Röntgenstrahlen mit dem Gewebe erfolgt über die Elektronendichte. In erster Näherung ist der Schwächungskoeffizient deshalb proportional zur Dichte ρ des Materials:

$$\mu = n \sigma = \frac{N_A \rho}{m_{mol}} \sigma.$$

Die Eindringtiefe hängt außerdem von der Energie \mathcal{E} der Photonen ab. Röntgenaufnahmen erfolgen üblicherweise nicht mit monoenergetischen Strahlen, sondern mit einer Verteilung von Photonenenergien (\rightarrow Kap. 12.2.4). Damit muss Gleichung (12.1) verallgemeinert werden zu

$$I = \int_0^\infty \frac{dI_0}{d\mathcal{E}} e^{-\int_{x_{in}}^{x_{out}} \mu(\mathcal{E}, x) dx} d\mathcal{E}.$$

Die unterschiedliche Absorption unterschiedlicher Wellenlängen führt dazu, dass Strahlung mit niedriger Energie schneller absorbiert wird. Tiefer im Gewebe ist deshalb die mittlere Photonenenergie höher. Man bezeichnet dies als Aufhärtung des Strahls. Als Beispiel sollen folgende Zahlen angenommen werden: Die Energiedichte $dI_0/d\mathcal{E}$ sei beim Eintritt ins

Gewebe für Photonen mit der Energie 0,1 MeV und 1 MeV gleich. Die Schwächungskoeffizienten seien $6,5 \text{ m}^{-1}$ für Photonen mit 1 MeV und 20 m^{-1} für 0,1 MeV. Nach einer Distanz von 10 cm sind dann die Intensitäten auf 52 % für die 1 MeV Photonen reduziert und auf 13 % für 0,1 MeV. Photonen mit niedrigerer Energie sind praktisch nicht mehr vorhanden.

Die unterschiedliche Absorption bietet auch die Möglichkeit, über eine geeignete Wahl der Wellenlänge(n) den Kontrast zu optimieren.

12.2 Röntgenquellen

Für die Erzeugung von Röntgenstrahlen benutzt man schnelle Elektronen, deren kinetische Energie in einem metallischen Anodenmaterial zum Teil in kurzwellige elektromagnetische Strahlung umgewandelt wird. Die entsprechenden Geräte werden als Röntgenröhren bezeichnet.

12.2.1 Aufbau einer Röntgenröhre

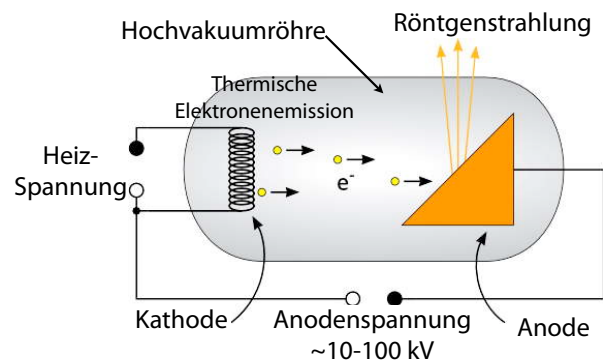


Abbildung 12.4: Schema einer Röntgenröhre.

Wie in Abb. 12.4 gezeigt, besteht eine Röntgenröhre aus einer Hochvakuumröhre, in der sich eine beheizbare Kathode und eine Anode befinden. Zwischen Kathode und Anode liegt eine Spannung von etwa 10 bis 150 kV und es fließt ein Strom von 1 bis 2000 mA.

Wenn die Kathode aufgeheizt wird, steigt im Metall der Anteil der Elektronen, deren Energie höher ist

als die Austrittsenergie und es setzt die thermische Elektronenemission ein.

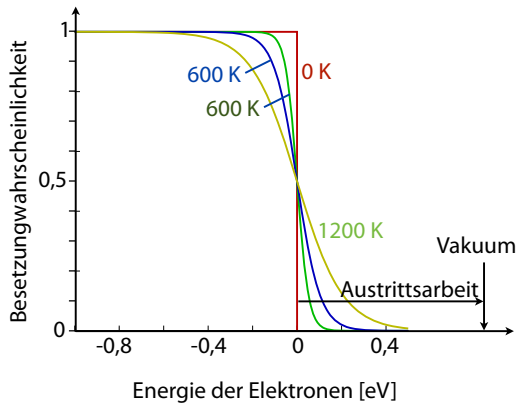


Abbildung 12.5: Fermi-Dirac Verteilung für verschiedene Temperaturen und Austrittsarbeit aus dem Metall.

Die dadurch emittierte Stromdichte wird beschrieben durch die **Richardson-Formel**:

$$j_e = A_0 T^2 e^{-W/k_B T}. \quad (12.2)$$

A_0 ist eine Materialkonstante (Richardson-Konstante), T die Temperatur und W die Austrittsarbeit, die geleistet werden muss. Durch die Hochspannung werden die herausgelösten Elektronen beschleunigt und an der Anode wird die Röntgenstrahlung erzeugt (Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung, siehe später).

Der **Wirkungsgrad** η einer Röntgenröhre ist definiert als das Verhältnis von ausgehender Röntgenleistung $P_R = J_{ges}$ und aufgewendeter elektrischer Leistung $P_e = I_A U_A$ (I_A : Anodenstrom, U_A : Anodenspannung):

$$\eta = \frac{P_R}{P_e} = \frac{J_{ges}}{I_A U_A}.$$

Experimentell hat sich herausgestellt, dass der Wirkungsgrad einer Röntgenröhre linear mit der Anodenspannung U_A und mit der Ordnungszahl Z des Anodenmaterials zunimmt:

$$\eta = \alpha \cdot U_A Z \quad \text{mit } \alpha \approx 10^{-9} \text{ V}^{-1}. \quad (12.3)$$

Daraus folgt, dass die Strahlungsleistung einer Röntgenröhre proportional ist zur Kernladungszahl Z des

Anodenmaterials, zum Röhrenstrom I und zum Quadrat der Röhrenspannung,

$$J_{ges} = \eta I_A U_A = \alpha \cdot Z I_A U_A^2.$$

12.2.2 Elektrodenmaterial

Um einen guten Wirkungsgrad zu erhalten, sollte das Anodenmaterial die folgenden Kriterien erfüllen:

- hohe Ordnungszahl,
- hohe Schmelztemperatur,
- hohe Wärmeleitfähigkeit.

Die Ordnungszahl Z geht nach Gleichung (12.3) linear in den Wirkungsgrad ein. Ein Anodenmaterial mit hohem Z ist deshalb vorteilhaft. Für 100 keV Elektronen und Wolfram ($Z=74$) ergibt dies einen Wirkungsgrad von

$$\eta_W \simeq 10^5 \cdot 74 \cdot 10^{-9} \simeq 0,74\%.$$

Der größte Teil der zugeführten Energie wird somit nicht in Strahlung, sondern in Wärme umgewandelt. Weil diese abgeführt werden muss, wird eine gute Wärmeleitfähigkeit benötigt.

Andere Materialien werden vor allem dann gewählt, wenn eine bestimmte charakteristische Strahlung benötigt wird. Ein Beispiel ist Molybdän in der Mammographie.

Für das **Kathodenmaterial** gilt ähnliches, aber hier ist die Ordnungszahl des Materials nicht wichtig, sondern die Austrittsarbeit, die in die Richardson-Formel (12.2) eingeht. Das Kathodenmaterial sollte eine

- kleine Austrittsarbeit,
- hohe Schmelztemperatur,
- hohe Wärmeleitfähigkeit

besitzen. Das bevorzugte Anoden- und Kathodenmaterial ist wegen dieser Kriterien **Wolfram** ($Z = 74$). Es besitzt die höchste Schmelztemperatur aller Metalle (3680 K), eine relativ hohe Wärmeleitfähigkeit von $1,3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$ und eine relativ geringe Austrittsarbeit von 4,5 eV. Die Richardsonkonstante A_0 beträgt für Wolfram $60 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{K}^2}$.

12.2.3 Strahlung

Die Röntgenstrahlung entsteht durch das Auftreffen der beschleunigten Elektronen auf die Anode. Den überwiegenden Teil ihrer kinetischen Energie übertragen die Elektronen durch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen auf das Gitter des Anodenmaterials, das sich dadurch erwärmt.

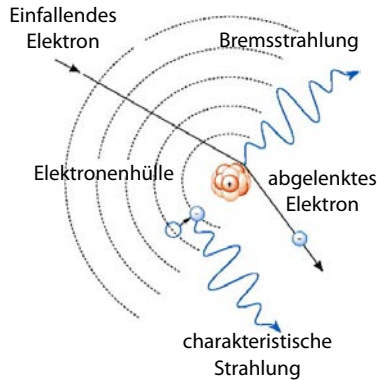


Abbildung 12.6: Entstehung der Röntgenstrahlung

Außerdem werden die Elektronen im Feld der Atomkerne abgelenkt. Beschleunigte Ladungen erzeugen elektromagnetische Strahlung, welche in diesem Fall als Bremsstrahlung bezeichnet wird.

Nur ein kleiner Teil der Elektronen gelangt so nah an den Kern, dass sie ihre gesamte Energie bei einem Stoß in ein Photon umwandeln. Der größte Teil wird durch den Kern nur leicht abgelenkt und emittiert deshalb ein Photon mit geringerer Energie. Der langwellige Teil der emittierten Strahlung wird im Anodenmaterial absorbiert und in Wärme umgewandelt. Das Gleiche gilt für den Anteil der kinetischen Energie, welcher durch die Stoßprozesse in kinetische Energie von gebundenen Elektronen und Kernen umgewandelt wird.

Die Beschleunigung der Elektronen führt zu einer Abstrahlung, welche in nichtrelativistischer Näherung senkrecht zur Flugbahn erfolgt (Hertz'scher Dipol). Der Dipol der abgestrahlten Energie wird durch relativistische Effekte "nach vorne" gebogen (siehe Abbildung 12.7). Die Elektronen werden im Kernfeld jedoch abgelenkt, so dass die Flugrichtung von der Einfallsrichtung des Strahls abweicht. Gemittelt

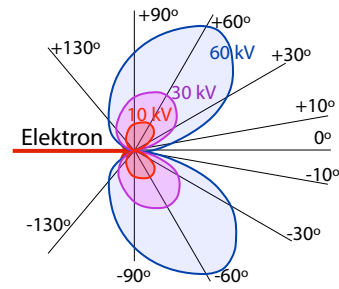


Abbildung 12.7: Winkelabhängigkeit der Bremsstrahlung.

über viele verschiedene abgelenkte Flugbahnen ergibt sich so eine weitgehend isotrope Winkelverteilung der Bremsstrahlung (siehe Abb. 12.8).

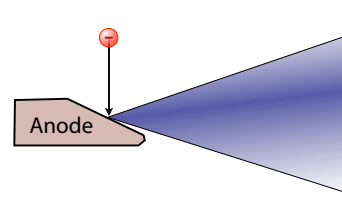


Abbildung 12.8: Winkelverteilung der Röntgenstrahlung.

Nur in demjenigen Winkelbereich, in dem die Strahlung, fast parallel zur Anodenoberfläche austritt, wird sie durch Selbstabsorption geschwächt (*Heel-Effekt*).

12.2.4 Spektrum der Bremsstrahlung

Die Röntgenstrahlung enthält unterschiedliche Frequenzen. Die Verteilung wird durch die spektrale Leistungsdichte $J_\nu := \frac{dJ}{d\nu}$ beschrieben. Die Gesamtleistung entspricht dem Integral $J_{ges} = \int_0^\infty d\nu J_\nu$.

Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung kann man anhand eines sehr einfachen Modells ableiten. Erfolgt die Umwandlung der kinetischen Energie der Elektronen in elektromagnetische Energie für jedes Elektron unabhängig, so ist die größtmögliche Frequenz bei gegebener Anodenspannung U_A dadurch bestimmt, dass die gesamte kinetische Energie

$\mathcal{E}_{kin} = eU_A$ des Elektrons in die Energie eines Photons umgewandelt wird:

$$h\nu_{max} = \mathcal{E}_{kin} \rightarrow \nu_{max} = \frac{\mathcal{E}_{kin}}{h} = \frac{eU_A}{h}.$$

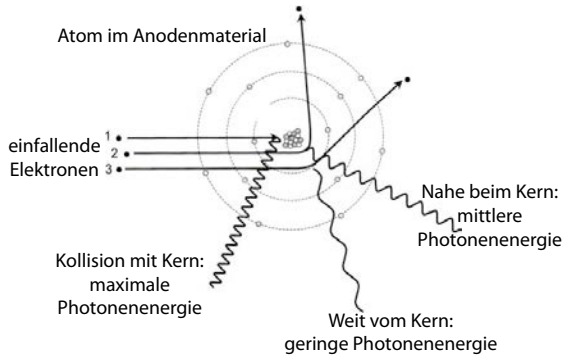


Abbildung 12.9: Entstehung von unterschiedlichen Photonenenergien in der Bremsstrahlung.

Dies geschieht nur in den seltenen Fällen, wenn das Elektron direkt auf einen Kern trifft. In den meisten Fällen fliegt es in einem gewissen Abstand am Kern vorbei und wird dabei abgelenkt. Diese Beschleunigung erzeugt ein Photon mit niedriger Energie, während das Elektron mit entsprechend reduzierter Geschwindigkeit weiter fliegt.

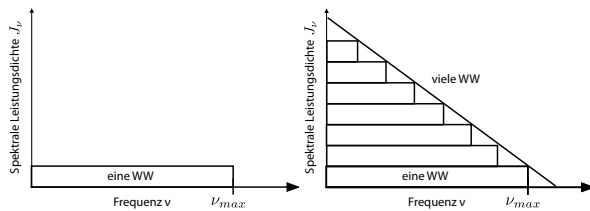


Abbildung 12.10: Bremsstrahlungsspektrum. Links: Eine Wechselwirkung; rechts: viele Wechselwirkungen in Folge.

Ein gutes Modell ist, dass bei einem einzelnen Wechselwirkungsprozess jeder Energieverlust für das auftreffende Elektron gleich wahrscheinlich ist. Dann erhält man für den einzelnen Streuprozess ein Spektrum, das bis zur maximalen Frequenz ν_{max} konstant ist und oberhalb verschwindet. Die Energie des Elektrons wird dabei um den Betrag der Photo-

nenenergie reduziert. Beim nächsten Streuprozess ist entsprechend die maximale Frequenz geringer.

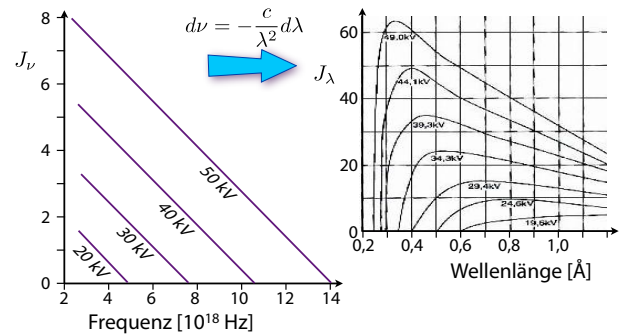


Abbildung 12.11: Spektrale Verteilung der Bremsstrahlung im Frequenzraum (links) und als Funktion der Wellenlänge (rechts).

Summiert man über alle aufeinanderfolgenden Streuprozesse, so erhält man ein Spektrum $J_\nu = \frac{dJ}{d\nu}$, bei dem die Leistungsdichte mit zunehmender Frequenz abfällt und bei ν_{max} verschwindet. Daraus folgt, dass die Bremsstrahlung ein kontinuierliches Spektrum besitzt, dessen obere Grenzfrequenz proportional mit der Beschleunigungsspannung ansteigt, wie in Abbildung 12.11 links dargestellt. Die maximale Photonenenergie entspricht der kinetischen Energie der Elektronen. Umgerechnet in Wellenlängen erhält man

$$\lambda_{min} = \frac{1,24}{\mathcal{E}_{kin}[\text{keV}]} \text{ nm}$$

Daraus erhält man auch die Spektraldichte $J_\lambda = \frac{dJ}{d\lambda}$ als Funktion der Wellenlänge, indem man $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ verwendet (siehe Abb. 12.11 rechts). Allerdings wird der längerwellige Anteil bereits im Anodenmaterial teilweise absorbiert. Die gemessene Verteilung enthält deshalb weniger weiche Strahlung.

12.2.5 Charakteristische Strahlung

Es gibt einen weiteren Wechselwirkungsmechanismus, der zur Emission von Röntgenstrahlung führt.

Wird beim Stoß des auftreffenden Elektrons im Anodenmaterial ein Atom ionisiert, also eine Hüllenelektron herausgeschlagen, dann wird die so erzeugte Lücke durch ein Elektron aus einer äußeren Schale gefüllt. Dabei entsteht **charakteristische Röntgenstrahlung**. Wenn ein Elektron aus der K-Schale entfernt wurde, dann wird die nachfolgende charakteristische Strahlung K-Strahlung genannt. Je nach Übergang aus der L-, M- oder N-Schale wird sie als K_α , K_β , K_γ , ... -Strahlung bezeichnet. Dieser Prozess ist analog zur Emission von sichtbarem Licht, außer dass dort die Übergänge zwischen äußeren Schalen stattfinden, welche weniger stark gebunden sind, so dass die entsprechenden Energien sehr viel geringer sind: im optischen Bereich handelt es sich um wenige eV, im Röntgenbereich um keV.

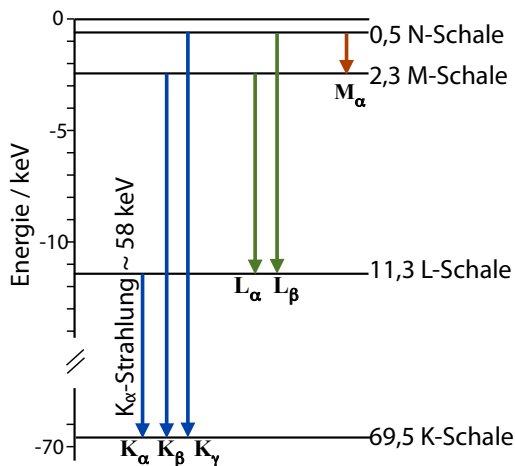


Abbildung 12.12: Charakteristische Strahlung am Beispiel des Energieniveaudiaagramms von Wolfram.

Abb. 12.12 zeigt das Energieniveau-Diagramm von Wolfram ($Z = 74$) und die daraus entstehenden Linien. Damit die K_α -Strahlung mit etwa 58 keV emittiert werden kann, muss das auftreffende Elektron mindestens eine Energie von ungefähr 70 keV besitzen. Für unterschiedliche Elemente kann man die Energie der K_α -Strahlung mit Hilfe des **Moseley'schen Gesetzes**² abschätzen:

$$\nu_{K_\alpha} = \frac{3R_\infty}{4} \cdot (Z - 1)^2.$$

²Henry Gwyn Jeffreys Moseley (1887 - 1915)

Hier ist $R_\infty = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ die Rydberg-Konstante und Z die Ordnungszahl. Die reduzierte Kernladungszahl kann dabei so interpretiert werden, dass das verbleibende Elektron in der K-Schale den Kern teilweise abschirmt.

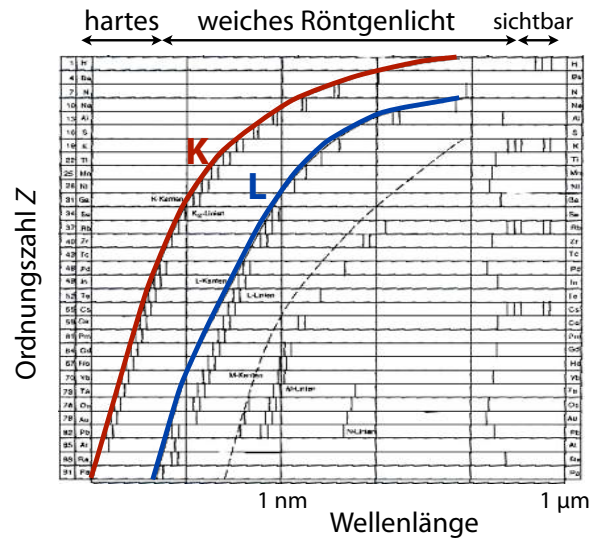


Abbildung 12.13: Übersicht über die Lage der K-, L- und M-Linien und -absorptionskanten.

Im Bereich der harten Röntgenstrahlung liegen nur die K_α -Linien. Der Anteil der charakteristischen Strahlung an der gesamten Strahlungsenergie liegt bei 5-10 %. Sie spielt in der Röntgendiagnostik eine untergeordnete Rolle. In der Mammographie verwendet man gerne die charakteristische Strahlung von Molybdän ($Z=42$, $K_\alpha \approx 20 \text{ keV}$) oder Rhodium ($Z=45$), welche einen guten Bildkontrast zeigt für die Mikrokalzifizierungen, die diagnostisch wichtig sind.

Abbildung 12.14 zeigt ein typisches Spektrum einer diagnostischen Röntgenröhre, bestehend aus einem Kontinuum mit zusätzlichen charakteristischen Linien. Der Abfall der Leistungsdichte bei niedrigen Photonenenergien gegenüber dem Bremsstrahlungsspektrum im Vakuum kommt daher, dass in der Röntgendiagnostik immer Aluminiumscheiben als **Filter** vor die Röntgenröhre gestellt werden. Die weiche Röntgenstrahlung wird auf diese Weise absorbiert. Sie würde im Körper vollständig absor-

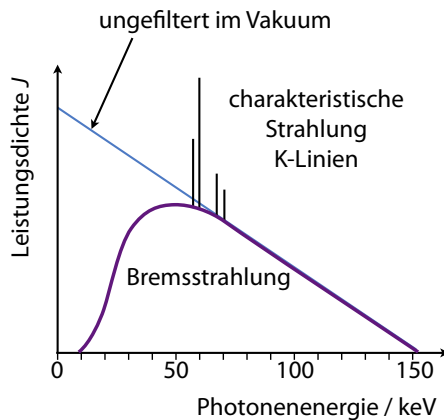


Abbildung 12.14: Typisches Spektrum einer diagnostischen Röntgenröhre.

biert werden und trüge daher nichts zum Röntgenbild bei, würde aber die Strahlenbelastung des Patienten erhöhen. Als Gesamtfilterung ist gesetzlich vorgeschrieben: bis 60 kV: 2 mm Aluminium; bis 80 kV: 3 mm Aluminium; bis 120 kV: 4 mm Aluminium.

12.2.6 Drehanode

Die gesamte Strahlungsleistung ist proportional zum Anodenstrom und zum Quadrat der Beschleunigungsspannung,

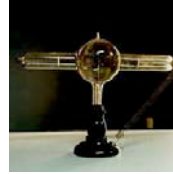
$$P \propto I_A U_A^2.$$

Der Wirkungsgrad nimmt somit mit der Beschleunigungsspannung zu. Er bleibt aber unter 1%; fast die gesamte elektrische Leistung wird deshalb in Wärme umgewandelt und muss aus der Röntgenröhre abgeführt werden, damit diese nicht beschädigt wird.

Für besonders hohe Strahlungsleistung verwendet man deshalb Drehanoden. Abbildung 12.15 vergleicht eine klassische Röntgenröhre mit einer Drehanoden-Röntgenröhre. Zusätzlich ist eine moderne Röntgenstrahlereinheit abgebildet.

Abb. (12.16) zeigt den Aufbau einer solchen Einheit. Die Röntgenröhre ist in ein Röhrenschutzgehäuse eingebaut. Es schirmt die aus der Anode austretende Röntgenstrahlung ab und lässt nur das Nutz-

Klassische Röntgenröhre:



Nennspg.: 150 kV
Leistung: 30/50 kW
Anoden-Neigungsw.: 16°
Eigenfilterung:
2,5 mm Al / 80 kV

Drehanoden-Röntgenröhre:



Röntgenstrahlereinheit (Siemens)



Abbildung 12.15: Röntgenröhren.

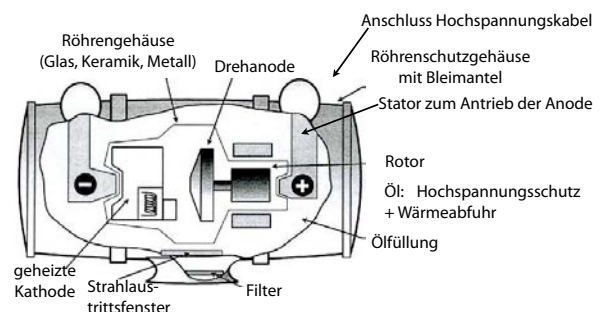


Abbildung 12.16: Bauform eines typischen Röntgenstrahlers.

strahlungsbündel aus dem Fenster treten. Die Ölfüllung zwischen Schutzgehäuse und Röhre dient dem Hochspannungsschutz und der Wärmeabfuhr. Durch das Drehen der Anode wird die im Röntgenfokus entstehende Wärme auf ein möglichst großes Volumen verteilt. Typische Drehzahlen liegen bei rund 3000 bis 10000 Umdrehungen pro Minute.

Eine Vergrößerung des Fokusbereichs auf der Anode erlaubt einen größeren Strom und damit eine höhere Leistung, vergrößert aber auch die Quelle der Röntgenstrahlung und reduziert damit die erreichbare Auflösung. Die effektive Größe der Quelle kann wieder reduziert werden, indem man den Anodenwinkel reduziert. Dies führt allerdings wiederum zu einer schlechteren Ausleuchtung.

Als Beispiel betrachten wir eine Anode mit einem Winkel θ von 20 Grad und einem Fokus von $\ell \times b = 4 \text{ mm} \times 1,2 \text{ mm}$. Die effektive projizierte Länge ℓ_p

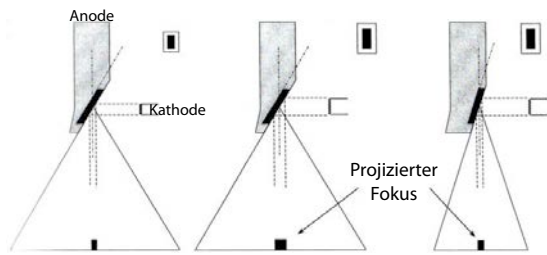


Abbildung 12.17: Größe des Elektronenstrahls auf der Anode, Anodenwinkel und projizierter Fokus.

beträgt

$$\ell_p = \ell \sin \theta = 4 \text{ mm} \cdot 0,342 \approx 1,4 \text{ mm}.$$

Der projizierte Fokus hat damit die Maße $1,2 \times 1,4 \text{ mm}^2$. Wird der Anodenwinkel auf 10 Grad reduziert, so reduziert sich der projizierte Fokus auf $1,2 \times 0,7 \text{ mm}^2$.

12.2.7 Filter und Blenden

Der Röntgenstrahl der Anode wird sowohl im Frequenzraum wie im Ortsraum auf die Untersuchung angepasst. Im Frequenzraum wird meist mit Hilfe eines Filters der niederenergetische Teil des Spektrums eliminiert, da diese im Körper fast vollständig absorbiert würde und damit praktisch keinen Beitrag zum Bild leisten, sondern nur die Strahlenbelastung des Patienten erhöhen. Damit verschiebt sich das Maximum und die mittlere Energie zu höheren Werten; man sagt die Strahlung wird härter. Typischerweise hat das Spektrum deshalb ein Maximum bei etwa $0,3 v_{\max} \dots 0,5 v_{\max}$.

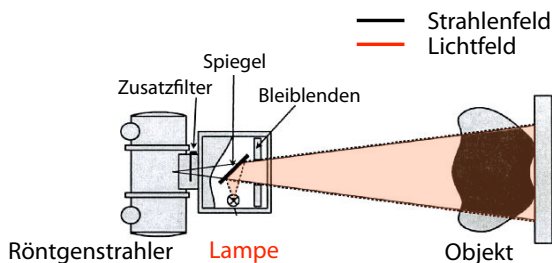


Abbildung 12.18: Lichtvisiertiefenblende.

Um das Nutzstrahlenbündel auf die gewünschte Größe zu begrenzen, sind Blenden im Röntgenstrahler eingebaut. Um die Größe und Lage des Strahlungsfeldes vor der Anwendung erkennen zu können, wird durch einen Spiegel eine virtuelle Lichtquelle in die Position des Röntgenfokus gebracht, die ein Lichtfeld auf dem Objekt erzeugt, welches das Strahlungsfeld markiert (Abbildung 12.18).

12.3 Kontrast und Streustrahlung

12.3.1 Kontrast

Zu den wichtigsten Qualitätsmerkmalen eines Röntgenbildes gehört der Kontrast. Wenn D_1 und D_2 zwei benachbarte Dosiswerte im Dosisprofil sind, dann ist der Kontrast

$$K := \frac{|D_1 - D_2|}{(D_1 + D_2)/2}. \quad (12.4)$$

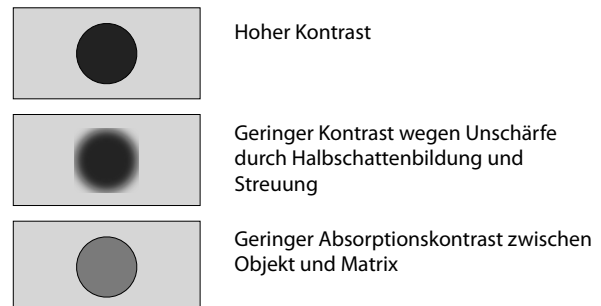


Abbildung 12.19: Unterschiedlicher Kontrast.

Die gemessene Dosis wird bestimmt durch die transmittierte Intensität. Bei zwei Pixeln mit mittleren Abschwächungskoeffizienten μ_A und μ_B sind die Intensitäten

$$I_A = I_0 e^{-\mu_A x} \quad I_B = I_0 e^{-\mu_B x}.$$

Ihre Differenz ist

$$\begin{aligned} I_A - I_B &= I_0 (e^{-\mu_A x} - e^{-\mu_B x}) \\ &= I_0 e^{-\mu_A x} (1 - e^{-\Delta\mu x}), \end{aligned}$$

mit $\Delta\mu = \mu_B - \mu_A$.

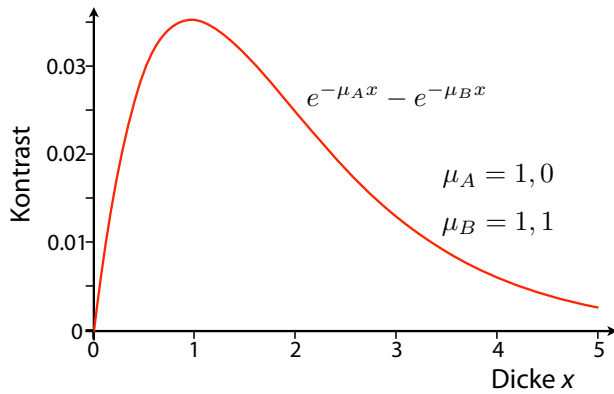


Abbildung 12.20: Intensitätsdifferenz als Funktion der Dicke des Objekts.

Wie in Abb. 12.20 gezeigt, verschwindet die Intensitätsdifferenz für sehr dünne und sehr dicke Objekte. Sie erreicht ein Maximum wenn die Dicke etwa der mittleren Absorptionslänge entspricht, $x = 1/\bar{\mu}$. Man wählt deshalb sinnvollerweise eine Photonenenergie, bei der dieser Wert näherungsweise erreicht wird. Der Betrag des Maximums liegt bei etwa

$$K_{max} \approx \frac{\Delta\mu x}{e}.$$

Betrachtet man anstelle der Intensitätsdifferenz den normierten Kontrast (12.4), so nimmt dieser monoton zu, bis er bei sehr dicken Objekten den Wert $C \rightarrow 1$ erreicht. Allerdings ist dann das Signal so gering, dass es nicht mehr vom Rauschen unterscheidbar ist.

12.3.2 Informationsindex

Kontrast ist nur dann von diagnostischem Nutzen, wenn er höher ist als das Rauschen. Dieses wiederum hängt von der Zahl N der absorbierten Röntgenquanten ab. Man betrachtet deshalb häufig das Verhältnis von Kontrast zu Rauschen. Als Funktion der Zahl der Photonen wird der normierte Kontrast (12.4)

$$K = \frac{\Delta N}{N},$$

mit ΔN als Differenz der absorbierten Photonen in den beiden Pixeln und N der mittleren Zahl. Auf-

grund der Poisson-Statistik variiert die mittlere Photonenzahl um $\sigma = \sqrt{N}$. Einen brauchbaren Kontrast erhält man, wenn die Differenz ΔN deutlich größer ist als die statistischen Schwankungen, also $\Delta N \geq 5\sqrt{N}$, wobei der Wert 5 willkürlich gewählt wurde. Ein nutzbarer Kontrast muss demnach größer sein als

$$K_{min} = \frac{5\sqrt{N}}{N} = \frac{5}{\sqrt{N}}.$$

Hier wurde angenommen, dass das Rauschen nur aus Poisson-Rauschen besteht.

Bei einer gegebenen Strahlungsdichte n ist die Zahl N der in einem Pixel absorbierten Photonen proportional zur Fläche des Pixels, $N = n d^2$, mit d der Seitenlänge des Pixels. Damit ist $\sqrt{N} = \sigma = \sqrt{n}d$ und der minimal notwendige Kontrast

$$K_{min} = \frac{5}{d\sqrt{n}}.$$

Offenbar sind also Kontrast und Pixelgröße miteinander verbunden. Beträgt z.B. der Kontrast 1 % und die Pixelgröße $d = 0,1$ mm, so benötigt man mindestens

$$\begin{aligned} n &= \frac{5^2}{d^2 K_{min}^2} = \frac{5^2}{(0,1 \text{ mm})^2 0,01^2} \\ &= 25 \cdot 10^6 \text{ mm}^{-2} \end{aligned}$$

absorbierte Quanten, damit der Kontrast das Schrot-rauschen übersteigt. Vergrößert man die Pixelgröße d , so wird offenbar das Kontrast/Rauschen Verhältnis größer, aber die Auflösung kleiner.

Um ein Maß für die Qualität eines Bildes zu erhalten, welches nicht von der Wahl der Pixelgröße abhängt, kann man den Informationsgehalt

$$H = \frac{1}{K_{min}} \frac{1}{d}$$

betrachten. Bei $K_{min}=1$ % und $d=0,1$ mm ist somit $H = 10 \text{ mm}^{-1}$. Für eine gegebene Dosis erhält man somit einen maximalen Wert von $H \propto \sqrt{D}$.

Nicht-ideale Systeme, wie z.B. Detektoren mit endlicher Quantenausbeute und zusätzlichem Rauschen

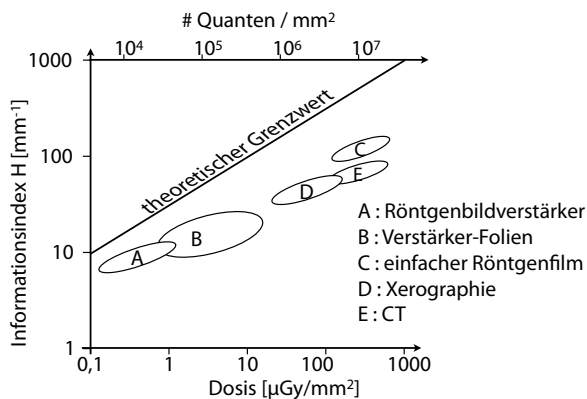


Abbildung 12.21: Informationsindex H : reale und ideale Werte.

reduzieren den Wert. Abb. 12.21 vergleicht die Werte, die von bestimmten Detektoren erreicht werden, mit dem theoretischen Wert. Hier wurde angenommen, dass die Anodenspannung 80 kV beträgt.

Eine weitere wichtige Ursache für reduzierten Kontrast ist die Streustrahlung, also der Anteil der Strahlung, die im Gewebe gestreut aber nicht absorbiert wird. Sie erzeugt einen gleichförmigen Hintergrund und damit einen reduzierten Kontrast.

12.3.3 Einige Konsequenzen für Bildgebung mit Photonen

Bei der Bildgebung stellt sich die Frage, welche Photonenenergien am besten geeignet sind. Folgende Forderungen für eine hohe Qualität eines Transmissionsbildes sind zu berücksichtigen:

- **Signalhöhe.** Betrachtet man die Transmission von Photonen durch eine 10 cm dicke Wasser- und Knochenschicht, dann liegt die Transmission bei Energien bis 25 keV bei unter einem Prozent. Strahlung in diesem Energiebereich trägt somit stark zur Dosisbelastung bei, aber kaum zum Signal. Daher werden nur Energien $h\nu > 25$ keV benutzt. Für die Stärke der Wechselwirkung sind daher nur der Photoeffekt und der Compton-Effekt wichtig.
- **Kontrast.** Der größte Unterschied der Massenschwächungskoeffizienten von Knochen, Fett

und Muskeln besteht bei kleinen Energien. Dort dominiert der Photoeffekt, dessen Wirkungsquerschnitts stark von Z abhängt: $\sigma_{ph} \sim Z^{3...5}$ (\rightarrow Kapitel 11.4).

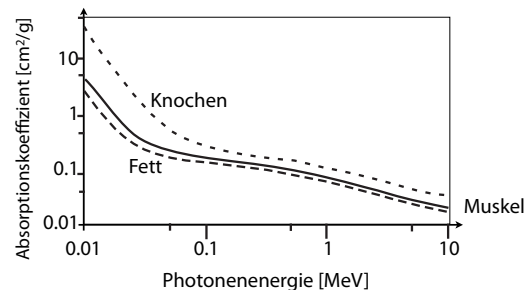


Abbildung 12.22: Massenschwächungskoeffizient von Knochen, Muskeln und Fett als Funktion der Photonenenergie.

- **Räumliche Auflösung.** Dies wird durch eine geringe Größe des Fokus und einen hochauflösenden Detektor erreicht (\rightarrow Kapitel 12.4).
- **Geringe Streustrahlung.** Wie schon erwähnt entsteht diese durch Compton-Streuung. Strategien zur Reduktion werden in Kap. 12.3.5 behandelt.

Im Kapitel 11 "Radioaktivität und ionisierende Strahlung" wurden noch weitere Konsequenzen diskutiert, die sich aus einer Begrenzung der Strahlenbelastung ergeben.

12.3.4 Wahl der Wellenlänge

Für die Röntgenbildgebung wird eine Strahlung benötigt, welche den Körper teilweise durchdringen kann: Es muss genügend Energie auf dem Detektor eintreffen, um ein Bild zu erzeugen, und es muss genügend Strahlung absorbiert werden, damit ein Kontrast entsteht. Wie in 12.3.1 gezeigt, wird dieser maximal wenn $\mu x \approx 1$. Da die Weglänge durch den Patienten vorgegeben ist, kann der Kontrast nur über den Schwächungskoeffizienten eingestellt werden. Dafür steht die Wellenlänge zur Verfügung. Wichtig ist aber nicht nur dass $\mu x \approx 1$, sondern es sollte auch die Differenz $\mu_A - \mu_B$ möglichst groß sein.

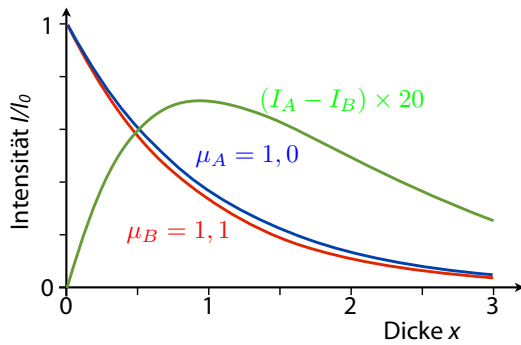


Abbildung 12.23: Abschwächung für zwei unterschiedliche Abschwächungskoeffizienten und Verlauf der Differenz.

Neben dem Wunsch nach möglichst hohem Kontrast, d.h. $I_A - I_B \rightarrow \max.$, gibt es noch weitere Kriterien, die bei der Wahl der Wellenlänge zu berücksichtigen sind. So könnte man den relativen Kontrast maximieren, $(I_A - I_B)/(I_A + I_B)$, welcher für $x \rightarrow \infty$ maximal wird, oder man könnte den Kontrast pro absorbiert Dosis maximieren; dieser wird bei $x \rightarrow 0$ maximal.

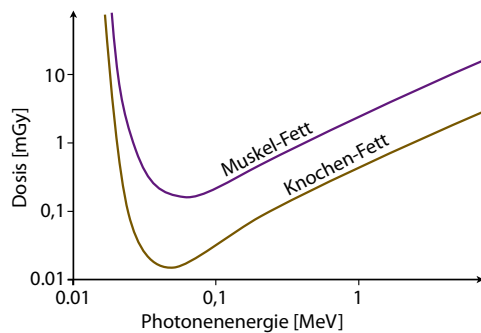


Abbildung 12.24: Benötigte Dosis für ein Kontrast-zu-Rausch Verhältnis von 100 für zwei unterschiedliche Gewebekombinationen, als Funktion der Photonenenergie.

Abb. 12.24 zeigt die Dosis, welche benötigt wird, um ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von 100 zu erreichen, wenn zwischen zwei unterschiedlichen Geweben unterschieden werden soll, als Funktion der Photonenenergie. Da Knochen leichter von Fett zu

unterscheiden ist als Muskel, ist in diesem Fall die Dosis geringer. Das Minimum wird erreicht bei einer Photonenenergie von etwa 50 keV.

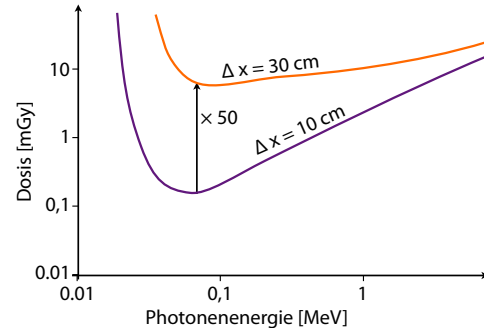


Abbildung 12.25: Benötigte Dosis für ein Kontrast-zu-Rausch Verhältnis von 100 für zwei unterschiedliche Gewebedicken, als Funktion der Photonenenergie.

Die nötige Dosisbelastung steigt überproportional an, wenn eine dickere Schicht durchstrahlt werden muss. Abb. 12.24 vergleicht die Dosisbelastung für zwei unterschiedliche Gewebedicken. Bei einer Dicke von 30 cm steigt die Dosisbelastung um rund einen Faktor 50 gegenüber einer Dicke von 10 cm.

12.3.5 Streustrahlung

Bei der Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit dem Objekt wird die Strahlung nicht nur geschwächt, sondern es entsteht auch eine diffuse Streustrahlung. Bei den üblicherweise verwendeten Röntgenenergien entsteht diese Streustrahlung hauptsächlich durch den Comptoneffekt (\rightarrow Kap. 11.4), also die Streuung eines einfallenden Röntgenphotons an freien (schwach gebundenen) Elektronen. Im Gegensatz zur Streustrahlung, welche keine Information über das Material enthält, wird diejenige Strahlung, welche auf geradem Weg von der Quelle zum Detektor läuft, als Nutzstrahlung bezeichnet.

Da die Streustrahlung nicht zur Abbildung beiträgt, wird der Kontrast des Bildes reduziert. Das geschieht nicht durch eine Verschmierung der Strukturen, sondern die Gesamtintensität wird angehoben, der Kontrast wird also kleiner. Außerdem steigt das Rau-

schen des Bildes mit der Wurzel aus der Anzahl der Röntgenquanten pro Bildpunkt an. Daher ist die einzig wirksame Maßnahme eine Reduzierung der Streustrahlung im Bild.

Die Streustrahlung reduziert den Kontrast

$$K = \frac{|D_1 - D_2|}{D_1 + D_2}.$$

Die Dosis setzt sich zusammen aus der Nutzstrahlung (Dosis D_N) und die Streustrahlung (Dosis D_S). In guter Näherung ist D_S gleichförmig über das gesamte Bild verteilt. Somit ist der Gesamtkontrast

$$K_G = \frac{|(D_{1N} + D_S) - (D_{2N} + D_S)|}{D_{1N} + D_S + D_{2N} + D_S} = \frac{1}{1 + \alpha} K_N,$$

wobei K_N der Kontrast ist, der ohne Streustrahlung, also nur auf Grund von Schwächungsunterschieden, entstehen würde. Der Parameter

$$\alpha := \frac{2D_S}{D_{1,N} + D_{2,N}}$$

quantifiziert das Verhältnis von Streustrahlung zu Nutzstrahlung. Er hat im Thoraxbereich für die üblichen Feldgrößen einen Wert von etwa $\alpha \approx 2$, im Abdomen typischerweise $\alpha \approx 7$. Die Strahlung hinter dem Objekt enthält also wesentlich mehr Streustrahlung als bildwirksame Nutzstrahlung und der Kontrast wird erheblich reduziert.

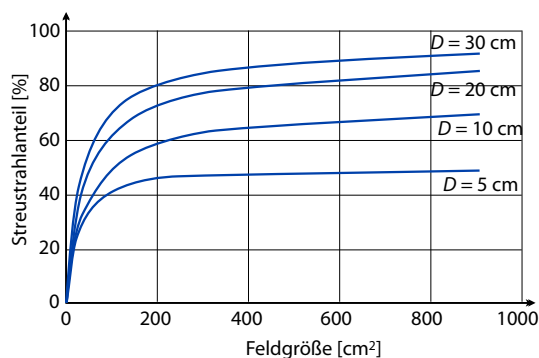


Abbildung 12.26: Anteil der Streustrahlung als Funktion der Feldgröße, für unterschiedlich dicke Objekte.

Die Streustrahlung nimmt mit der Größe des bestrahlten Feldes und mit der Dicke des Objektes zu. Wie Abb. 12.26 zeigt, kann er bis zu 90% der gesamten Strahlung erreichen.

12.3.6 Streustrahlunterdrückung

Neben der Reduktion des Kontrastes trägt die Streustrahlung auch zur Strahlenbelastung bei: sie gelangt in andere Bereiche des Patienten, die gar nicht im direkten Röntgenstrahl lagen. Das Personal wird durch Bleifenster und -schürzen vor der Streustrahlung geschützt. Blenden werden in erster Linie verwendet, um die Entstehung der Streustrahlung zu reduzieren. Um die Auswirkung der Streustrahlung auf den Kontrast des Bildes zu reduzieren, werden **Streustrahlenraster** eingesetzt (siehe Abb. 12.27).

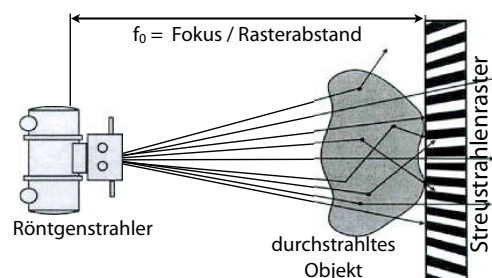


Abbildung 12.27: Wirkungsweise eines Streustrahlenrasters.

Um eine brauchbare Bildqualität zu erreichen, muss deshalb die Streustrahlung unterdrückt werden. Dafür gibt es eine Reihe von möglichen Maßnahmen.

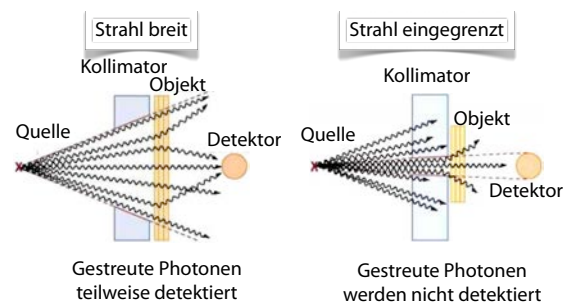


Abbildung 12.28: Streustrahl-Unterdrückung durch Eingrenzung des Strahls.

Die einfachste Maßnahme zur Reduktion der Streustrahlung besteht darin, den Strahl soweit wie möglich einzugrenzen: nur diejenigen Körperteile, welche untersucht werden sollen, dürfen auch mit Röntgenstrahlung beleuchtet werden.

Eine weitere einfache Möglichkeit zur Reduktion

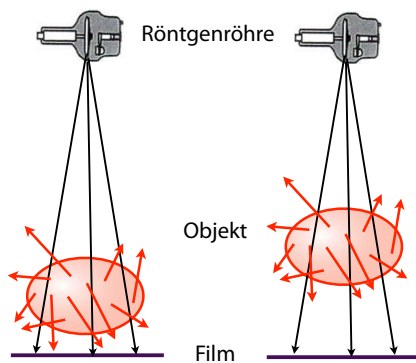


Abbildung 12.29: Streustrahl-Unterdrückung durch vergrößerten Abstand Objekt-Detektor.

des Streustrahlanteils ist die Vergrößerung des Abstandes zwischen Objekt und Detektor. Abb. 12.29 zeigt schematisch, wie die diffuse Streustrahlung dabei wesentlich schneller abnimmt als die Nutzstrahlung, welche von einer (nahezu) punktförmigen Quelle kommt.

12.3.7 Streustrahlenraster

Eine weitere Möglichkeit ist der Einsatz von Streustrahlenrastern. Damit werden Strahlen, welche nicht direkt aus der Quelle kommen, auf geometrische Weise unterdrückt.

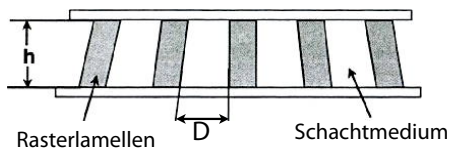


Abbildung 12.30: Form und geometrische Kenngrößen eines Streustrahlenrasters.

Ein Streustrahlenraster (Abbildung 12.30) wird durch geometrische Kenngrößen wie den Fokussierungsabstand, die Anzahl der Lamellen pro Längeneinheit und das Schachtverhältnis charakterisiert. Typische Werte für ein Lamellen-Raster: Die Höhe der Bleilamellen ist $h = 1,4 \text{ mm}$ bei einer Dicke von $d = 0,07 \text{ mm}$. Die Dicke des Schachtmediums zwischen den Lamellen ist $D = 0,18 \text{ mm}$ bei einer Anzahl von 4 Lamellen pro mm. Die weißen Linien auf

Grund des Rasters verschlechtern die Ortsauflösung kaum; sie können ganz vermieden werden, indem man das Raster während der Aufnahme hin- und herbewegt.

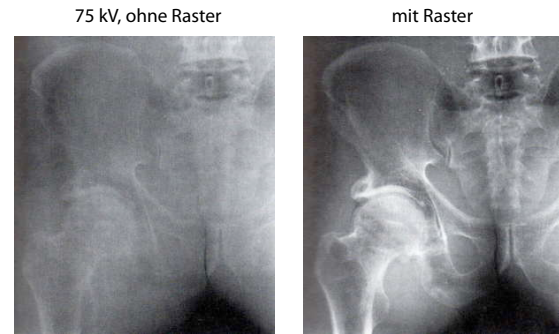


Abbildung 12.31: 75 kV Röntgenbild mit hohem Streustrahlanteil (links) und mit Streustrahlunterdrückung durch ein Raster mit Schachtverhältnis 12:1 (rechts).

Abb. 12.31 zeigt anhand eines Beispiels, wie die Unterdrückung von Streustrahlung zu einem wesentlich besseren Kontrast führt.

Die wichtigste physikalische Kenngröße eines Streustrahlenrasters ist die **Selektivität** $S := T_N/T_S$, das Verhältnis der **Nutzstrahlungstransparenz** T_N und der **Streustrahlungstransparenz** T_S . Als **Transparenz** wird in diesem Zusammenhang das Verhältnis von Dosis (oder Intensität) mit Raster zu der Dosis ohne Raster für die jeweilige Strahlungsart genannt.

Durch den Einsatz eines Streustrahlenrasters wird der Parameter α , der das Verhältnis von Streustrahlung zu Nutzstrahlung angibt, um den Faktor $1/S$ reduziert. Dadurch verbessert sich der Gesamtstrahlungskontrast auf

$$K_G = \frac{1}{1 + \alpha/S} K_N.$$

S kann Werte von 5 bis 15 annehmen, abhängig von der verwendeten Strahlungsenergie und dem Raster.

Ein Nachteil der Streustrahlenraster ist, dass sie auch einen Teil der Nutzstrahlung blockieren. Für ein optimales Bild muss deshalb die Dauer oder Intensität höher gewählt werden, was zu einer Erhöhung der Dosis für den Patienten führt.

12.3.8 Abbildungsqualität

Die **Bildgüte** wird letztendlich gemessen an der Qualität der diagnostischen Aussage. Sie wird beeinflusst von

- Eigenschaften des abzubildenden Objekts,
- Eigenschaften des Bilderzeugungssystems,
- Bedingungen bei der Bildbetrachtung,
- Leistung des Auswerters.

Die physikalische Abbildungsgüte kann quantifiziert werden durch

- Bildschärfe
- Kontrast
- Rauschen
- Artefakte
- ggf. zeitliche Auflösung

Eine objektive Beschreibung der Bildschärfe ist möglich durch die Modulationsübertragungsfunktion (MÜF oder englisch MTF; →10.5.2), die Übertragungskennlinie und die spektrale Verteilung des Rauschens. Trotzdem ist der Einfluss auf diagnostische Aussagen schwer abzuschätzen, und so werden Auswertexperimente gemacht, die die Erfahrung der Auswerter mit berücksichtigt.

Die Bildschärfe ist verbunden mit der Wiedergabe von Konturen. Eine scharfe Kante führt nicht zu einem Sprung im Schwärzungsverlauf, das Bild besitzt immer eine Unschärfe im Übergangsbereich. Gemessen wird dies durch die Abbildung von Rastern, das visuelle Auflösungsvermögen wird als Anzahl Linienpaare pro Millimeter angegeben (lp/mm).

Ein Beitrag zur Unschärfe des Bildes ist die endliche Größe des fokussierten Elektronenstrahls auf der Anode, also die Größe der Quelle der Röntgenstrahlung. Ein Fokusdurchmesser f_s liefert einen Beitrag

$$f_b = f_s \frac{OD}{QO}.$$

Hier stellt OD die Distanz vom Objekt zum Detektor dar und QO die Distanz von der Quelle zum Objekt.

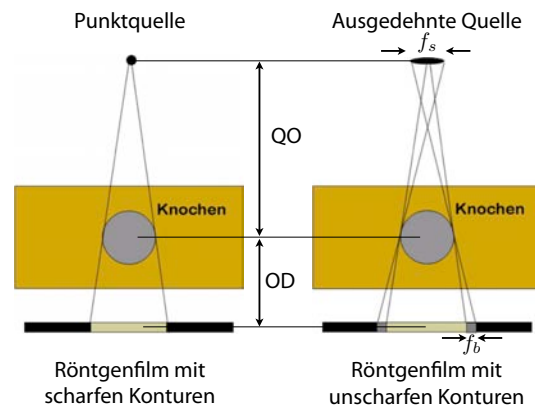


Abbildung 12.32: Einfluss einer ausgedehnten Quelle auf die Bildschärfe.

Somit werden Objekte unterschiedlich scharf abgebildet, je nachdem wie weit sie vom Detektor entfernt sind.

Weitere Beiträge zur Unschärfe liefern

- Bildwandlerunschärfe durch Lichtstreuungseffekte (→Kap. 12.4)
- Bewegungsunschärfe
- Objektunschärfe (Absorptionsunschärfe): Die Projektion von ausgedehnten Strukturen ergibt meist einen graduellen Übergang (siehe Abb. 12.33).

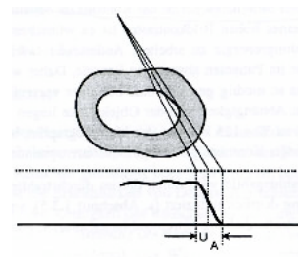


Abbildung 12.33: Objektunschärfe.

12.4 Bildwandler

Diesem Kapitel beschreibt die unterschiedlichen Möglichkeiten, das Dosisprofil in einem Bild festzuhalten.

12.4.1 Röntgenfilm

Die klassische Methode zum Aufnehmen von Röntgenstrahlung ist der Röntgenfilm. Er besteht aus einer Trägerfolie mit Emulsionsschichten vorne und hinten.

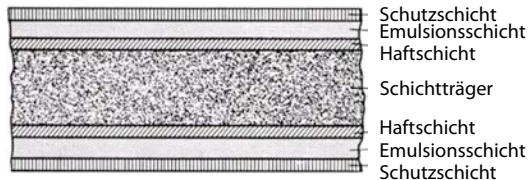


Abbildung 12.34: Aufbau eines Röntgenfilms.

Die Emulsionsschichten enthalten kleine Silberbromid-Kristalle.

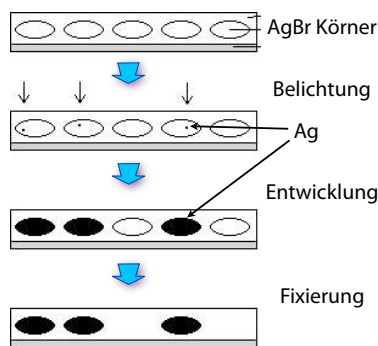
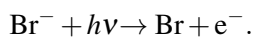
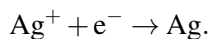


Abbildung 12.35: Bildentstehung im Röntgenfilm.

Wenn ein Röntgenquant auf den Kristall trifft, dann werden Bromidionen oxidiert und es entstehen freie Elektronen:



Diese Elektronen werden an "Keimen" eingefangen und die benachbarten Silberionen werden zu metallischem Silber reduziert:



Dadurch entstehen an den belichteten Stellen Silberkeime. An diesen Keimen werden durch den Entwicklungsprozess viele weitere Silberionen reduziert und es entstehen metallische Silberkörner, welche den Film dunkel färben. Das Fixieren löst überschüssiges Silberbromid aus der Emulsionsschicht

heraus. Dadurch verliert der Film seine Lichtempfindlichkeit.

Der Vorteil von Röntgenfilmen ist die sehr gute Ortsauflösung von etwa 0.025 mm beim Einsatz von Silberbromid, da die Kristalle sehr klein sind. Der Nachteil ist, dass eine hohe Strahlungs-dosis benötigt wird, denn nur 1% aller Röntgenquanten werden durch den Röntgenfilm absorbiert. Das hat zum Einsatz von Verstärkerfolien geführt. Röntgenfilme ohne Verstärkerfolien werden nur noch im Zahn-röntgen eingesetzt.

12.4.2 Kontrast und Kennlinie

Die **Schwärzung** S eines Röntgenfilms (oder Film-(Verstärker-)Folien-Systems) ist ein logarithmisches Maß für die **Transparenz** T (= transmittierte geteilt durch auftreffende Lichtintensität), also der relativen Durchlässigkeit des geschwärmten Films für Licht:

$$S = -\log_{10} T.$$

Dieses logarithmische Maß ist dem Helligkeitsempfinden des menschlichen Auges angepasst, das proportional zum Logarithmus der einfallenden Lichtintensität ist. Außerdem ist der Logarithmus der über eine Zeit t eingefallenen Dosis ein Maß für den Schwächungskoeffizienten μ im Gewebe:

$$\ln\left(\frac{D_0}{D}\right) = \ln\left(\frac{I_0 t}{I t}\right) = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \mu d,$$

mit d der Dicke des Gewebes.

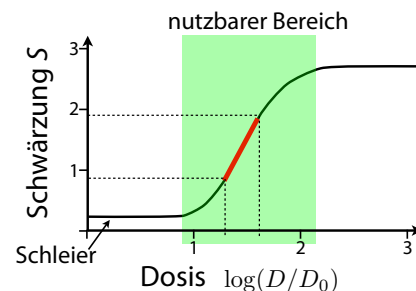


Abbildung 12.36: Kennlinie eines (Film-) Folien-Systems.

Abbildung (12.36) zeigt eine typische Kennlinie eines (Film-) Folien-Systems (Schwärzungskurve).

Der mittlere Anstieg der Schwärzungskurve, die **Gradation**

$$G := \frac{S_2 - S_1}{\log_{10}(D_2/D_1)}$$

gibt an, wie kleine Unterschiede in der Dosis in sichtbaren Kontrast umgesetzt werden. Bei Röntgenfilmen liegt G bei 2.4 bis 2.6. Die Filmschwärzung ohne Belichtung wird als **Schleier** bezeichnet.

Der Bildkontrast lässt sich durch die Gradation beeinflussen: eine höhere Gradation ergibt auch einen höheren Kontrast. Da gleichzeitig der Belichtungs-umfang (der nutzbare Dosisbereich) verringert wird, steigt die Gefahr von Fehlbelichtungen. Die meisten Objekte in der Röntgendiagnostik schöpfen den verfügbaren Belichtungsumfang wegen ihrer Transparenzunterschiede weitgehend aus. Daher tritt schon bei geringen Über- und Unterbelichtungen ein Informationsverlust ein. Das ist der größte Nachteil dieses Bildwandlersystems. Der Kontrast ist nicht konstant über den gesamten Bereich, sondern er ist maximal im Bereich der maximalen Steigung der Kennlinie.

Im nutzbaren Bereich entsteht ein negatives Bild, das heißt ein großer linearer Schwächungskoeffizient führt zu einer kleinen Schwärzung, Knochen erscheinen daher auf dem Röntgenfilm hell.

Die **Empfindlichkeit** entspricht der erforderlichen Dosis D_B für eine Schwärzung $S = 1$. Es gibt mehrere Empfindlichkeitsklassen $EK := 1000\mu\text{Gy}/D_B$. Ein System der Klasse 200 benötigt $5\mu\text{Gy}$ für die Schwärzung $S = 1$. Gebräuchliche Empfindlichkeitsklassen bewegen sich im Bereich $EK = 100..800$.

12.4.3 Film-Folien-System

Bei einem **Film-Folien-System** wird die Emulsion von einer Verstärkerfolie mit Leuchtstoffschicht umgeben.

In dieser Leuchtstoffschicht erzeugt ein einfallendes Röntgenquant eine Vielzahl von freien Elektronen, die wieder eingefangen werden und dann in den Grundzustand relaxieren. Das dabei ausgesandte Lumineszenzlicht belichtet den Film. Da die Emission in alle Richtungen erfolgt, kann die Verstärker-schicht auf beiden Seiten des Films verwendet werden.

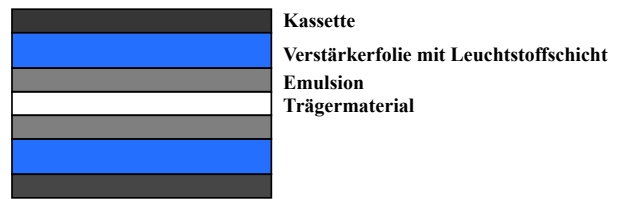


Abbildung 12.37: Film-Folien-System (schematisch).

Der Vorteil dieses Systems ist der größere Röntgen-schwächungskoeffizient, da bei der Lumineszenz-schicht Elemente hoher Dichte und mit hohem Z eingesetzt werden können. Weiterhin kann man die Leuchtstoffschicht wesentlich dicker machen, da sie nicht entwickelt werden muss, und so die Ausbeute erhöhen.

	Absorption in 100 μm [%]			η
Material	40 keV	60 keV	80 keV	%
CaWO_4	33	13	27	4
LaOBr:Tb	73	33	17	13
$\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$	37	51	28	19

Tabelle 12.1: Wirkungsgrade η und Absorptions-wahrscheinlichkeit für Röntgenquan-ten unterschiedlicher Energie in drei Verstärkungsmedien.

Wie Tabelle 12.1 zeigt, hängt die Absorptionswahr-scheinlichkeit von der Röntgenenergie und dem Leuchtstoff ab. Ein Röntgenquant kann über 1000 sichtbare Photonen erzeugen. Die unterschiedlichen Lumineszenz-Materialien emittieren in unterschiedlichen Wellenlängen. Die Filme müssen deshalb ent-sprechend angepasst werden, so dass sie die emittier-te Lumineszenz effektiv absorbieren. Dies erreicht man mit “Sensitizern”, also Zugaben zur Photoemul-sion, welche die Empfindlichkeit für bestimmte Wel-lenlängen erhöhen.

Die Absorptionseffizienz nimmt auch hier mit zu-nehmender Photonenenergie ab. Allerdings erzeu-gen Röntgenphotonen mit höherer Energie eine grö-ßere Zahl von sichtbaren Photonen, so dass der Schwärzungsgrad nur wenig variiert. Stufen findet man, wenn die Photonenenergie eine K -Schwelle überschreitet.

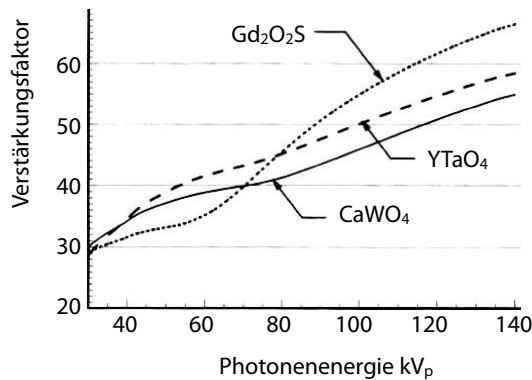


Abbildung 12.38: Verstärkungsfaktor für verschiedene Materialien.

Insgesamt nimmt die Empfindlichkeit mit der Energie der Photonen zu. Wie Abb. 12.38 zeigt, liegen die Verstärkungsfaktoren im diagnostisch wichtigsten Bereich in der Größenordnung von 50.

12.4.4 Bildschärfe

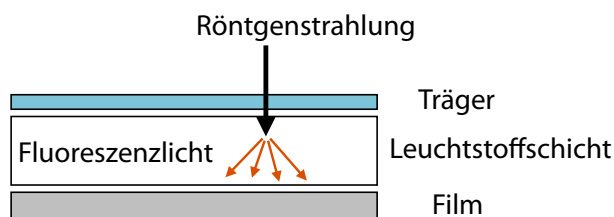


Abbildung 12.39: Bildschärfe bei Film-Folien-Systemen.

Der Nachteil dieser Systeme ist eine reduzierte Bildschärfe, da das Fluoreszenzlicht in alle Richtungen gestreut wird, in der Emulsion also ein Lichtkegel wirksam ist.

Den Konflikt zwischen höherer Empfindlichkeit und reduzierter Auflösung kann man je nach Anwendung unterschiedlich gewichten. Abb. 12.40 vergleicht einige Systeme. Das System links ergibt die höchste Empfindlichkeit, rechts die höchste Auflösung.

Abb. 12.41 vergleicht die MTF für unterschiedliche Film-Folien Systeme mit derjenigen eines reinen Röntgenfilms. Je nach Anwendung kann man sich den geeigneten Kompromiss wählen.

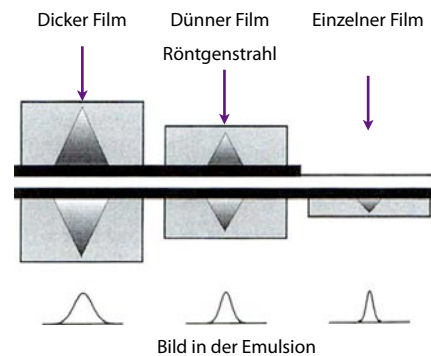


Abbildung 12.40: Dicke Filme liefern maximale Empfindlichkeit, aber niedrige Auflösung. Einseitig beschichtete Filme liefern maximale Auflösung und minimale Empfindlichkeit.

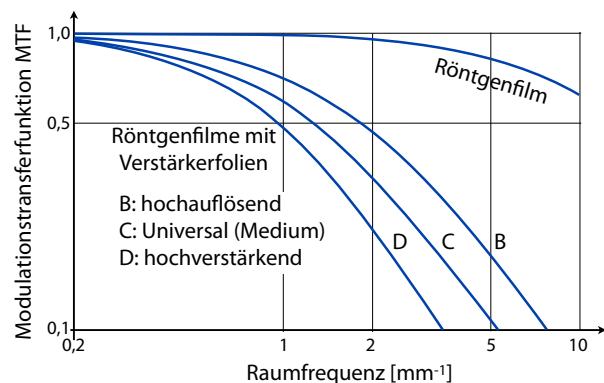


Abbildung 12.41: MTF für unterschiedliche Film-Folien-Systeme.

In vielen Systemen wird auf beiden Seiten des Trägermaterials eine Emulsionsschicht verwendet. In diesem Fall stammt ein Teil der Unschärfe davon, dass Licht aus der oberen Verstärkerfolie auch zur Schwärzung der zweiten Emulsionsschicht beiträgt. Dies wird als "cross-over" Effekt bezeichnet. Dies lässt sich vermeiden, indem man absorbierende oder reflektierende Zwischenschichten verwendet. Dies wird einfacher, wenn ein Phosphor verwendet wird, der im ultravioletten Bereich des Spektrums emittiert. UV Licht wird vom Trägermaterial absorbiert und gelangt deshalb nicht zur zweiten Emulsionsschicht.

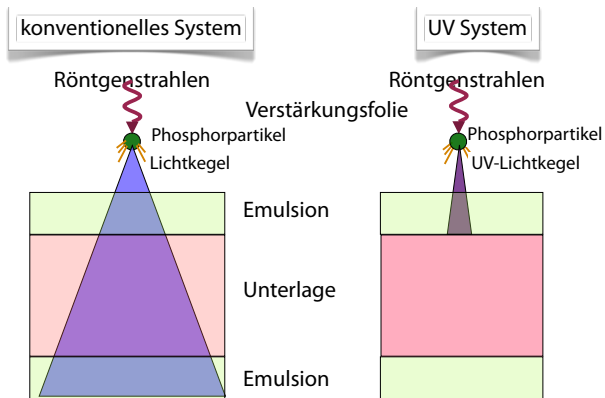


Abbildung 12.42: Reduktion der Bildunschärfe durch Verwendung von UV-emittierenden Leuchtstoffen.

12.4.5 Speicherfolien

Speicherfolien haben eine ähnliche Funktionsweise wie Verstärkerfolien. Der Unterschied besteht darin, dass der Übergang vom Leuchtzentrum in den Grundzustand, der das Lumineszenzlicht zur Folge hat, nun optisch verboten ist. Die Leuchtzentren bleiben also angeregt.

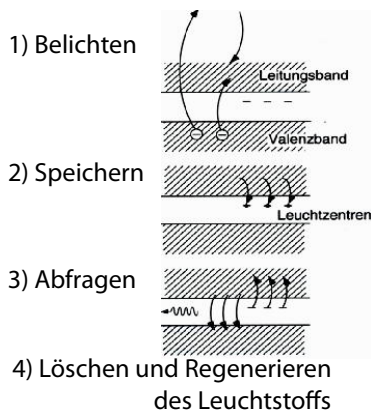


Abbildung 12.43: Prinzip von Speicherfolien.

Um das Bild abzutasten wird ein Laserscanner mit kleinem Fokus benutzt, der das Zurückfallen in den Grundzustand möglich macht. Der Laser stimuliert das System mit rotem Licht, während das emittierte Licht grün ist. Dies macht es möglich, das Laserlicht vor der Detektion zu unterdrücken. Durch Scannen des Lasers wird das Bild zeilenweise aus-

gelesen. Nach dem Auslesen muss die Verstärkerfolie gelöscht werden, durch Belichtung mit einer intensiven Lichtquelle. Danach kann sie wieder eingesetzt werden und diesen Zyklus mehrere tausend mal durchlaufen.

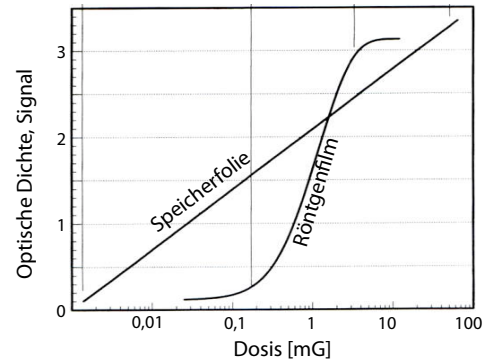


Abbildung 12.44: Vergleich der Linearität eines Röntgenfilms mit der einer Speicherfolie.

Abgesehen von dem Vorteil, ein digitales Bild zu erhalten, haben Speicherfolien auch einen großen Dynamikbereich, also das Verhältnis des maximalen zum minimalen Pixelwert, $D = I_{max}/I_{min}$. Bei Speicherfolien kann der Dynamikbereich 5 bis 8 Größenordnungen umfassen. Fehlbelichtungen sind bei der Verwendung von Speicherfolien daher selten.



Abbildung 12.45: Vergleich der Bilder von einem Film-Folien System mit dem einer Speicherfolie.

12.4.6 Selen-Filme

Selen-Filme wurden ursprünglich als Ersatz für Röntgenfilme entwickelt um das Entwickeln und Fixieren zu vermeiden. Neuerdings werden Selen-Filme in der digitalen Radiographie eingesetzt. Das Verfahren ist weitgehend identisch mit der Fotokopier-Technik.

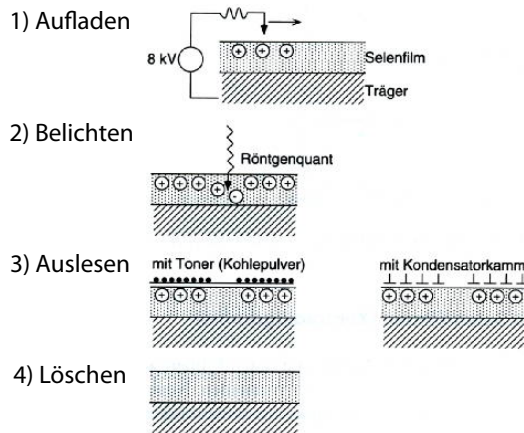


Abbildung 12.46: Selen-Filme (schematisch).

Der Selen-Film ist auf einem Träger aufgebracht. Vor der Aufnahme wird er positiv aufgeladen. Ein einfallendes Röntgenquant erzeugt freie Elektronen und die positive Raumladung wird abgebaut. Wenn nun eine Aufschlämmung mit Toner erfolgt, bleibt dieser überall da haften, wo noch eine positive Raumladung vorhanden ist.

Neuerdings wird die Raumladung als Alternative mit einem Kondensatorkamm abgefragt. Auch hier kann man nach dem Auslesen eine Löschung durchführen, wodurch eine Wiederverwendung möglich ist. Vorteil ist auch hier der große Dynamikbereich.

12.4.7 Festkörper-Detektoren

Bei Festkörper-Detektoren wird die Röntgenstrahlung in einer Szintillatorschicht in sichtbares Licht umgewandelt. Übliche Szintillatormaterialien sind Gadoliniumoxysulfid und Thallium-dotiertes oder Natrium-dotiertes Cäsiumiodid (CsI:Tl , CsI:Na).

Je dicker das Material ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Photon in sichtbares

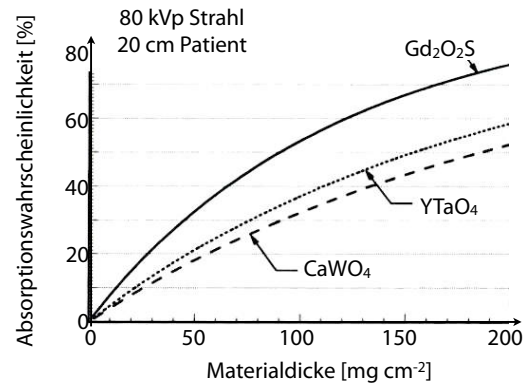


Abbildung 12.47: Absorptionswahrscheinlichkeit als Funktion der Materialdicke für unterschiedliche Materialien.

Licht umgewandelt wird (siehe Abb. 12.47). Allerdings steigt mit der Dicke auch der Durchmesser des erzeugten Lichtkegels, so dass die Auflösung des Bildes abnimmt (\rightarrow 12.3.8).

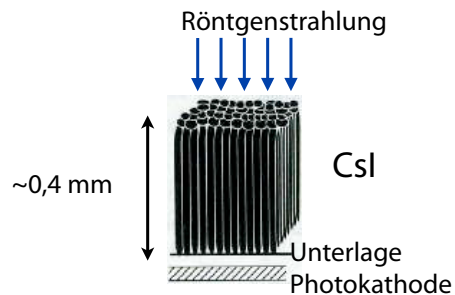


Abbildung 12.48: Nadelförmige CsI-Kristalle.

CsI besitzt eine hohe Umwandlungseffektivität. Sein größter Vorteil liegt darin, dass es so hergestellt werden kann, dass sich eine Säulenstruktur auf den Kristallisationskeimen an der Unterlage bildet. Auf diese Weise sind relativ dicke Leuchtschichten von ungefähr 0.4 mm möglich, ohne dass die räumliche Auflösung darunter leidet. Das Szintillationslicht, das im CsI gebildet wird, breitet sich entlang dieser Säulen aus, welche als Lichtleiter wirken. Dadurch ist die Auflösung nicht durch die Dicke der Schicht, sondern lediglich durch den Durchmesser der Säulen beschränkt.

Zur Detektion werden Photodioden aus amorphen Selen mit Dünnschicht-Dioden oder Transistoren ein-

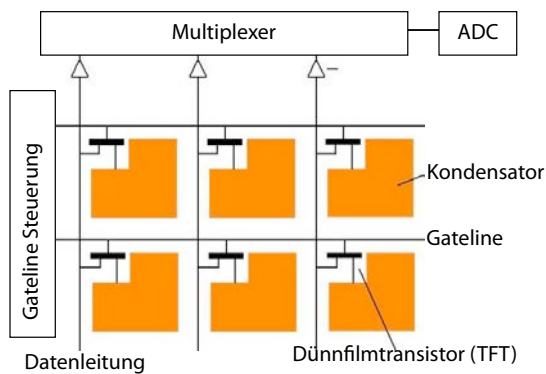


Abbildung 12.49: Flachbilddetektor auf der Basis von Dünnschicht-Transistoren.

gesetzt. Eine andere Möglichkeit ist wieder die Ausnutzung der lokalen Ladungsreduktion einer aufgeladenen Selenschicht mit der Speicherung der positiven Ladungen auf Kondensatoren, die zyklisch durch Dünnschichttransistoren ausgelesen werden. Die erhaltenen elektrischen Signale sind direkt proportional zur eingefallenen Dosis. Da kein Streulicht auftritt, ist das Auflösungsvermögen relativ hoch.

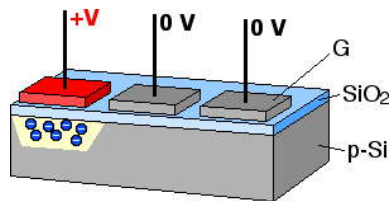


Abbildung 12.50: Charge-coupled device (CCD).

Auch bei Röntgendetektoren erfolgt zunehmend ein Einsatz von CCDs. In diesen Halbleiterdetektoren werden die erzeugten Photoelektronen in einzelnen Pixeln zunächst festgehalten und am Schluss der Belichtungszeit ausgelesen.

12.4.8 Röntgenbildverstärker

Häufig möchte der Arzt Bewegungsabläufe oder die Ausbreitung eines Kontrastmittels im Körper kontinuierlich beobachten. Früher stand der Arzt bei eingeschalteter Röntgenstrahlung vor einem Fluoreszenzschirm, was zu einer extrem großen Strahlenbelastung von Patient und Arzt führte. Heute wandeln

Röntgenbildverstärker die einfallende Röntgenstrahlung in sichtbares Licht um. Röntgenbildverstärker erlauben eine optimierte Detektionsempfindlichkeit für Echtzeitaufnahmen. Allerdings wird durch die Umwandlung auch das Rauschen etwas erhöht und die Auflösung reduziert.

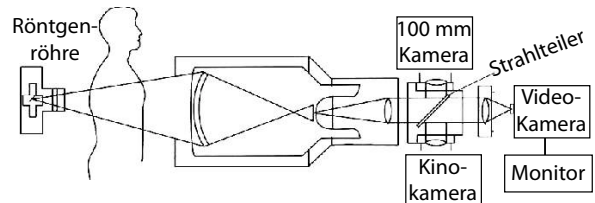


Abbildung 12.51: Schema einer Röntgenbildanlage mit Bildverstärker.

In der Abbildung 12.51 ist eine Röntgenbildanlage zu sehen, bei der zwischen drei Aufnahmearten umgeschaltet werden kann. Stehende Bilder können zum Beispiel mit einer Kamera fotografiert werden, oder der Leuchtschirm kann mit einer Videokamera aufgenommen und auf einem Monitor wiedergegeben werden.

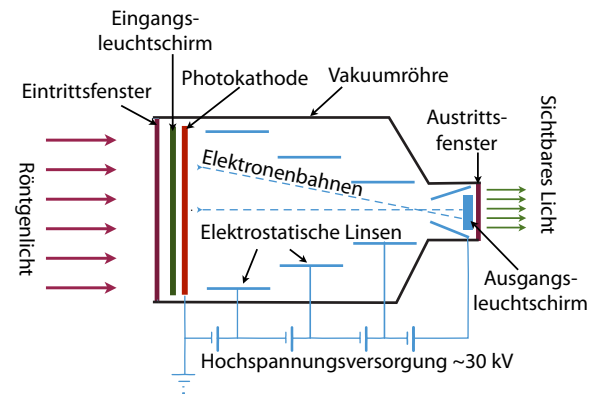


Abbildung 12.52: Röntgenbildverstärker.

Ein Röntgenbildverstärker wandelt zunächst auf einem Fluoreszenzschirm die Röntgenstrahlen in sichtbares Licht um. Das Licht trifft auf eine Photokathode, wo Elektronen erzeugt werden. Diese werden beschleunigt und wieder auf einen Fluoreszenzschirm fokussiert.

Das Eingangsfenster des Röntgenbildverstärkers ist typischerweise aus Aluminium. Es besitzt für dia-

gnostische Röntgenstrahlung eine 90%-ige Transmission und hält dem Atmosphärendruck stand. Am Eingang des Röntgenbildwandlers wird die einfallende Röntgenstrahlung in sichtbare Photonen umgewandelt. Dies geschieht mit einem Leuchtschirm aus Na-dotiertem CsI. Die optischen Photonen treffen auf eine Photokathode, wo Elektronen herausgelöst werden. Diese werden in einem Vakuumgefäß mit 25 – 30 kV beschleunigt und auf den Ausgangsleuchtschirm abgebildet. Dieser kann direkt beobachtet werden oder mit Hilfe von Kameras.

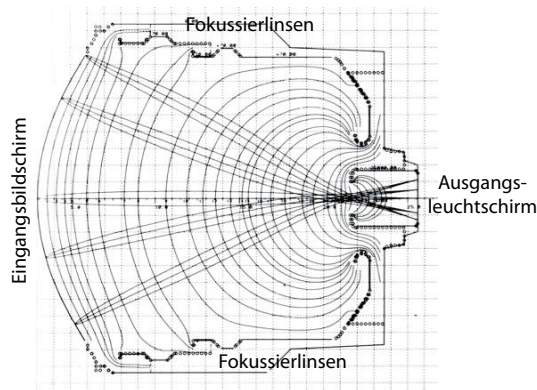


Abbildung 12.53: Fokussierung der Elektronen im Röntgenbildverstärker.

Die Elektronen müssen so fokussiert werden, dass sie das Eingangsbild auf den Ausgangsschirm abbilden. Dazu werden fokussierende Elektroden eingesetzt, die ein geeignetes elektrostatisches Potenzial erzeugen. Die Abbildung durch diese elektrostatischen Linsen ist nicht perfekt und führt unter anderem zu Bildverzerrungen.

Die Verstärkung erfolgt in mehreren Stufen. Unter typischen Bedingungen beträgt der Fluss von Röntgenphotonen etwa $5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Davon gehen etwa 10 % im Eintrittsfenster verloren, vom Rest werden etwa 65 % absorbiert und erzeugen dabei jeweils mehrere 1000 optische Photonen, von denen ein Anteil von etwa 10% (etwa 350 pro Röntgenphoton) auf der Photokathode Photoelektronen erzeugt. Damit stehen etwa

$$\begin{aligned} n_e &\approx 5 \cdot 10^9 \cdot 0,9 \cdot 0,65 \cdot 350 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ &\approx 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Photoelektronen zur Verfügung. Diese werden auf etwa 30 keV beschleunigt und erzeugen deshalb auf dem Ausgangsschirm wiederum jeweils etwa 1000 optische Photonen. Damit stehen am Ende rund $10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ Photonen zur Verfügung, bezogen auf den Eingangsschirm. Der Ausgangsschirm wird kleiner gewählt, so dass die Leuchtdichte zusätzlich erhöht wird.

12.5 Spezialanwendungen

12.5.1 Fluoroskopie

Fluoroskopie ist die wichtigste Anwendung des Röntgenbildverstärkers. Es erlaubt die Aufnahme von Röntgenbildern im Video-Takt und damit die Untersuchung von Prozessen und Abläufen im Körper. Es wird auch als Hilfsmittel bei bestimmten Operationen verwendet, wie zum Beispiel beim Einführen eines Katheters, in der Angiographie (Stenosen) oder in der Orthopädie.



Abbildung 12.54: Schlucken eines Barium-Präparats.

Die Technik wurde für einige Zeit sogar in Schuhgeschäften eingesetzt, um das Passen von Schuhen zu testen, aber wegen der damit verbundenen Strahlenbelastung bald wieder aufgegeben. Typische Dosen liegen im Bereich von 20-50 mGy/min. Methoden zur Reduzierung der Strahlenbelastung umfas-

sen reduzierte Videoraten mit gepulster Bestrahlung bis zur Möglichkeit, ein Bild aufzuzeichnen und zu halten und erst auf Wunsch das nächste aufzunehmen.

12.5.2 Mammographie

Brustkrebs gehört zu den häufigsten Krebserkrankungen. Bei frühzeitiger Erkennung sind aber die Heilungschancen relativ hoch. Es werden deshalb verschiedene diagnostische Techniken entwickelt, um Brustkrebs in einem frühen Stadium zu erkennen. Die momentan wichtigste ist die Untersuchung mit einer speziellen Röntgenapparatur, bekannt als Mammographie. Man verwendet dafür eine niedrige Röhrenspannung (≈ 30 kV) und besonders hochauflösende Film-Folien Systeme oder digitale Detektoren mit 2000 bis 6000 Pixeln pro Richtung. Alternativen zur Röntgenbildgebung umfassen MRI, Nuklearmedizin, Ultraschall und Thermographie.

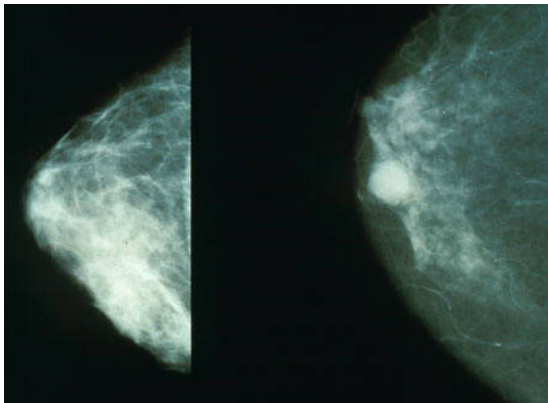


Abbildung 12.55: Mammogramm einer gesunden Brust (links) und einer Brust mit Karzinom (rechts).

Die Anforderungen an die Röntgenbildgebung sind bei der Mammographie deutlich anders als in anderen Bereichen. Insbesondere ist es wichtig, sehr kleine Strukturen zu erkennen, wie z.B. Mikro-Calcifizierungen. Konventionelle Röntgengeräte erreichen nicht den dafür notwendigen Kontrast. Man verwendet deshalb Röntgenstrahlen niedriger Energie, welche einen höheren Kontrast ergeben. Gleichzeitig wird die Brust komprimiert, um die Dosis

niedrig zu halten, die Streustrahlung zu minimieren und die Überlagerung von anatomischen Strukturen gering zu halten. Meist verwendet man zwei Aufnahmen aus unterschiedlichen Winkeln von jeder Brust.

Um eine hohe Auflösung zu erhalten, verwendet man eine Röntgenröhre mit einem kleinen Fokus, im Bereich von 0,1 - 0,3 mm. Man verwendet Molybdän oder Rhodium Anoden, welche charakteristische Strahlung im Bereich von 17-23 keV erzeugen.

Die Streustrahlung ist bei der Mammographie auf Grund der geringeren Dicke geringer als bei Aufnahmen des gesamten Körpers. Das Verhältnis von Streustrahlung zu Nutzstrahlung wird weiter reduziert, von etwa 1,0 auf etwa 0,5, durch Kompression. Weitere Reduktionen sind möglich durch den Einsatz von Streustrahlenrastern sowie durch einen Abstand zwischen Brust und Detektor.

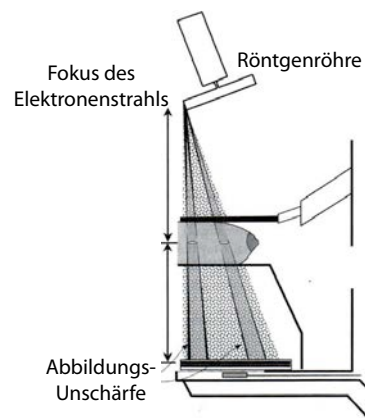


Abbildung 12.56: Der Abstand zwischen Brust und Bildebene ergibt eine geometrische Vergrößerung und eine Reduktion der Streustrahlung.

Indem man einen Abstand zwischen Objekt und Bildwandler einhält, erreicht man eine geometrische Vergrößerung, sowie eine Reduktion der Streustrahlung. Gleichzeitig steigt die Unschärfe etwas. In der gezeigten Anordnung von Anode und Brust ist die Unschärfe auf der Körperseite etwas größer, gegen das Ende nimmt sie ab, auf Grund des reduzierten projizierten Fokusdurchmessers. Dies ist günstig, da auf dieser Seite die Auflösung am wichtigsten ist.

Bei der in Abb. 12.56 gezeigten Anordnung ist die

Intensität des Röntgenstrahls auf der Körperseite maximal und nimmt auf Grund der Selbstabsorption in der Anode in Richtung zur Spitze der Brust ab. Da gleichzeitig die Dicke des durchstrahlten Gewebes abnimmt, wird die Belichtung auf diese Weise relativ homogen.

12.5.3 Angiographie

Angiographie liefert Bilder von Blutgefäßen. Solche Bilder sind wichtig bei Erkrankungen der Blutgefäße, wie z.B. Arteriosklerose, Stenosen oder Aneurysmata. Die beiden wichtigsten Methoden sind die MRI und die Röntgenbildgebung. Im Fall der Röntgenbildgebung muss dazu ein Kontrastmittel injiziert werden, da Blutgefäße auf normalen Röntgenbildern einen sehr geringen Kontrast haben gegenüber dem umgebenden Gewebe. Dazu wird ein Katheter in eine Arterie oder eine Vene eingeführt, z.B. in der Leistenengegend, und über das entsprechende Blutgefäß bis zum Herzen vorgeschoben.

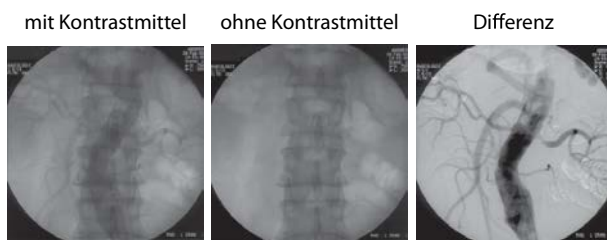


Abbildung 12.57: Differenzbild zur Sichtbarmachung von Blutgefäßen.

Es werden jeweils mindestens zwei Bilder aufgenommen, eines mit und eines ohne Kontrastmittel. Die Bilder werden digital gespeichert und voneinander subtrahiert. Dabei werden Gewebe, die kein Kontrastmittel enthalten, eliminiert. Dadurch erreicht man guten Kontrast auch in Weichteilen. Für die Subtraktion von Bildern benötigt man eine hohe Bildqualität und damit auch ein geringes Rauschen. Das kann nur durch Einsatz einer genügend hohen Dosis erreicht werden.

Das Bild ist eine Darstellung der Intensität $I = I_0 e^{-\mu d}$. Subtrahiert man zwei Bilder mit unterschiedlichen Schwächungskoeffizienten voneinan-

der,

$$\Delta I = I_0 (e^{-\mu_A d} - e^{-\mu_B d}),$$

so erhält man offenbar ein Bild, welches von beiden Schwächungskoeffizienten abhängt. Es ist deshalb besser, die Bilder zunächst zu logarithmieren und sie dann zu subtrahieren:

$$\begin{aligned} I_{\Delta} &= (\log I_0 - \mu_A d) - (\log I_0 - \mu_B d) \\ &= (\mu_B - \mu_A) d, \end{aligned}$$

was dem Logarithmus des Quotienten entspricht. Dieser Wert enthält nur noch die Änderung des Schwächungskoeffizienten, welche direkt dem zugegebenen Kontrastmittel entspricht.

Die Differenzbildung wird bei der Einführung eines Katheters auch online durchgeführt, das Differenzbild kann als Video betrachtet werden.

12.5.4 Energieabhängige Differenzbilder

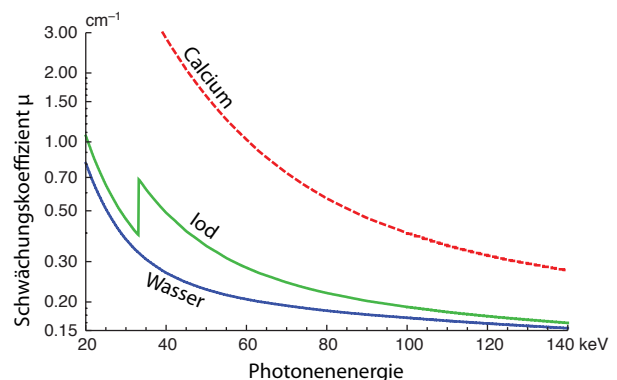


Abbildung 12.58: Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten für unterschiedliche Stoffe.

Differenzbilder können auch zwischen zwei Bildern gerechnet werden, welche mit unterschiedlichen Photonenenergien gemessen wurden. Die Grundlage dafür ist die unterschiedliche Abhängigkeit der Schwächungskoeffizienten von der Photonenenergie. Besonders stark ist die Abhängigkeit z.B. an der K-Kante. So wäre es möglich, praktisch ausschließlich das Iod-basierte Kontrastmittel zu messen, wenn

dafür zwei Bilder ober- und unterhalb der K-Kante subtrahiert würden. Die unterschiedliche Abhängigkeit für unterschiedliche Gewebe liegt daran, dass der Photoeffekt sehr viel stärker von der Ordnungszahl Z abhängt, als der Compton-Effekt.

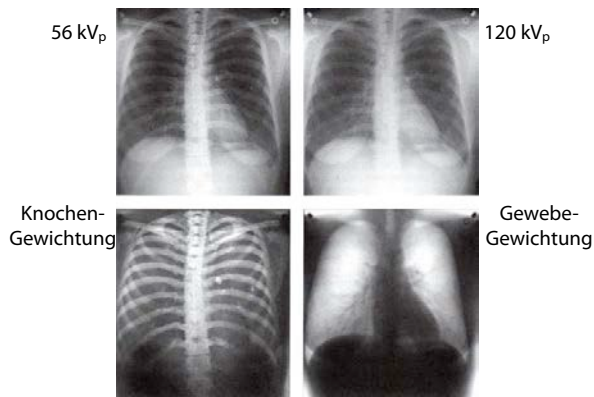


Abbildung 12.59: Differenzbilder von zwei Röntgenaufnahmen bei unterschiedlicher Energie.

Dies erlaubt eine Differenzierung zwischen unterschiedlichen Geweben ohne die Verwendung von Kontrastmitteln. Man kann dazu entweder die Röhrenspannung ändern oder einen Detektor verwenden, der zwei unterschiedliche Szintillationsschichten enthält.

12.6 Computer-Tomographie

12.6.1 Schnittbilder und Tomographie

Während normale Röntgenbilder eine zweidimensionale Projektion ergeben, ist es auch möglich, mit Hilfe vieler solcher Aufnahmen ein dreidimensionales Objekt zu rekonstruieren. Da dafür ein Computer benötigt wird bezeichnet man das Verfahren als Computer-Tomographie. Die Methode geht in erster Linie auf G.N. Hounsfield und A.N. Cormack zurück, welche 1979 dafür den Nobelpreis erhielten.

Das Einsatzgebiet umfasst hauptsächlich Unfalldiagnostik und Untersuchungen von Kopf, Lunge und Bewegungsapparat. Die Operationsplanung in der Endoprothetik, zum Beispiel bei der künstlichen

Hüfte, basiert heute auf den dreidimensionalen CT-Datensätzen. Quantitative CT ist wie beim Projektionsröntgen nur eingeschränkt möglich. Ein weiteres Einsatzgebiet ist die Messung des Knochenzustandes im Verlauf einer Therapie oder Erkrankung.

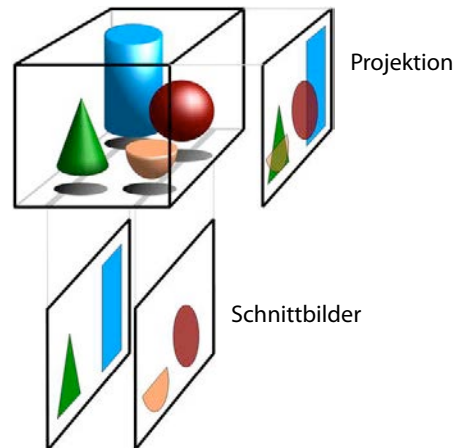


Abbildung 12.60: Tomographie erlaubt die Erzeugung von Schnittbildern anstelle von Projektionen.

Der Wunsch, Schnittbildaufnahmen anstelle von Projektionen zu erstellen, ist relativ alt.

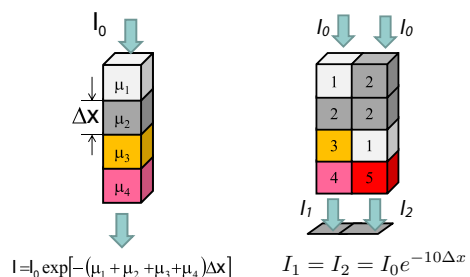


Abbildung 12.61: Beispiel für fehlenden Kontrast beim Projektionsröntgen.

Abb. 12.61 zeigt anhand eines Beispiels, weshalb Projektionsröntgen in vielen Fällen keine eindeutigen Resultate liefert. Die Dichteverteilung entlang zweier benachbarter Strahlwege ist deutlich unterschiedlich, aber das Integral ist das selbe und der Kontrast verschwindet. Deshalb wurden bereits um 1930 Techniken entwickelt, welche es erlaubten, Schnittbilder anstelle von Projektionen zu messen.

In der Planigraphie bewegte man Quelle und De-

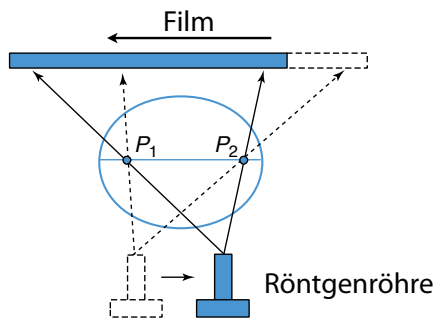


Abbildung 12.62: Verwischungstomographie (=Planigraphie).

tektor so, dass jeweils nur eine bestimmte Ebene scharf abgebildet wurde. Dies entspricht einer photographischen Aufnahme mit geringer Tiefenschärfe. Dabei wurde allerdings das Problem von Überlagerungen nicht gelöst, lediglich entschärft, da die anderen Schichten bleiben, wenn auch unscharf. Dadurch war der Kontrast gering und die Strahlenbelastung hoch. Effizientere Lösungen konnten jedoch erst entwickelt werden, als genügend leistungsfähige Rechner zur Verfügung standen.

12.6.2 Prinzip der CT

Die Computer Tomographie (CT) verwendet das gleiche physikalische Prinzip wie das Projektionsröntgen. Bei der CT werden jedoch viele einzelne Projektionsbilder aufgenommen, indem die Röntgenquelle und der Detektor um das Objekt (den Patienten) gedreht werden. Aus dieser Vielzahl von Projektionen berechnet ein Computer durch Rückprojektion die dreidimensionale Elektronendichte im Objekt.

Die Computer Tomographie (CT) wird manchmal auch als TCT, als Transmissions-CT bezeichnet, um sie von der Emissions-CT (ECT) zu unterscheiden, die in der Nuklearmedizin behandelt wird. Die CT ist ein rekonstruktives Bilderzeugungssystem, das bedeutet die Bildinformation ist in den Messdaten verschlüsselt. Zusätzlich zu der reinen bildlichen Darstellung ist **quantitativer CT** möglich, also zum Beispiel die Knochendichtebestimmung, die Bestimmung von Lungendichte und -struktur sowie

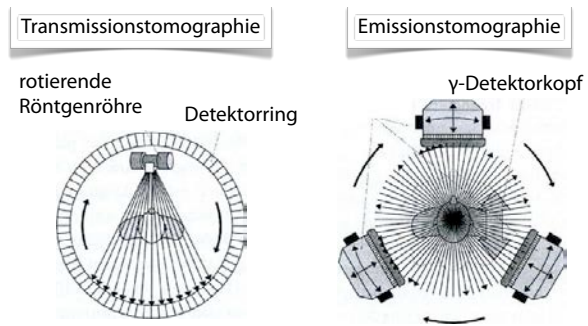


Abbildung 12.63: Vergleich TCT / ECT

Gewebepерfusion.

Die grundlegende Idee ist, das Objekt aus unterschiedlichen Projektionswinkeln abzutasten und durch anschließende Rekonstruktion das Bild zu erhalten. Die Methode geht in erster Linie auf G.N. Hounsfield und A.N. Cormack zurück, welche 1979 dafür den Nobelpreis erhielten. Für die Rekonstruktion der 3D Form aus den einzelnen Projektionen gibt es zwei Arten von Verfahren: die iterative Rekonstruktion und die Rekonstruktion basierend auf Integraltransformationen, wie der Radon-Transformation. Die iterative Rekonstruktion war historisch wichtig, sie wurde in den Anfängen der CT benutzt. Heutzutage wird sie nur noch in der Nuklearmedizin verwendet.

Bei der Abtastung wird jeweils für einen Messpunkt die transmittierte Intensität

$$I(y, z) = I_0 e^{-\int \mu(x, y, z) dx}$$

bestimmt. Hier bezeichnen y, z die Position des Detektors und x die Koordinate senkrecht dazu, entlang der Strahlrichtung. Die relevante Information über das Objekt ist die Schwächungskonstante $\mu(x, y, z)$, welche im Wesentlichen der Elektronendichte entspricht. Die Projektion dieser Größe entlang der x -Achse erhält man, indem man das Verhältnis aus einfallender und transmittierter Intensität logarithmiert:

$$\int \mu(x, y, z) dx = \ln \frac{I_0}{I(y, z)}.$$

Die Größe selber, also $\mu(x, y, z)$ muss aus den Projektionen rekonstruiert werden. Dafür gibt es unterschiedliche Algorithmen, die in Kap. 10.6 eingeführt wurden.

12.6.3 Schwächungskoeffizienten

In der CT werden, wie beim Projektionsröntgen, “Schattenbilder” der transmittierten Röntgenintensität $I = I_0 e^{-\int d\mu(l)}$ aufgenommen. Daraus werden Schichtbilder rekonstruiert, die die Verteilung der linearen Schwächungskoeffizienten μ in der Objektschicht darstellen. Für die praktische Darstellung werden statt der Schwächungskoeffizienten **relative Schwächungswerte** benutzt, die in **Hounsfield-Einheiten** H oder HU gemessen werden.

Die Hounsfield-Einheit ist definiert relativ zum linearen Schwächungskoeffizienten von Wasser, μ_W :

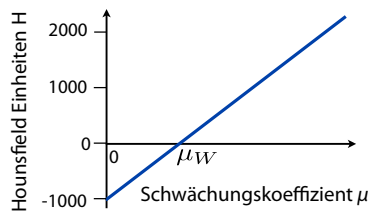


Abbildung 12.64: Definition der Hounsfield-Skala.

$$H := 1000 \cdot \frac{\mu - \mu_W}{\mu_W}.$$

Eckwerte für die Absorptionskoeffizienten sind $\mu_{\text{Wasser}} = 0.19 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{Knochen}} = 0.38 \text{ cm}^{-1}$. Damit werden die entsprechenden Werte in Hounsfield-Einheiten -1000 für Luft, 0 für Wasser und 1000 für Knochen.

Die Röntgenschwächungskoeffizienten von Körpergewebe in Hounsfield-Einheiten reicht von +3000 für Knochen bis zu -1000 für Luft. Die meisten Weichteilgewebe überlappen in einem Bereich von etwa -200 bis +100. Da dies häufig keinen ausreichenden Kontrast ergibt, werden Kontrastmittel verwendet um den Kontrast zu erhöhen.

12.6.4 CT-Scanner 1. Generation

Ein CT Scanner besteht aus einer Quelle, einem Detektionssystem, sowie einer Liege für den Patienten.

Für die ersten CT-Aufnahmen um 1970 benutzte G.N. Hounsfield als Strahlenquelle (γ -Strahlung)

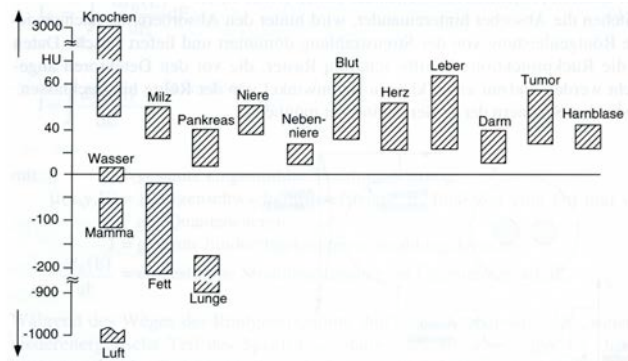


Abbildung 12.65: Röntgenschwächungskoeffizienten verschiedener Körpergewebe in Hounsfield-Einheiten.

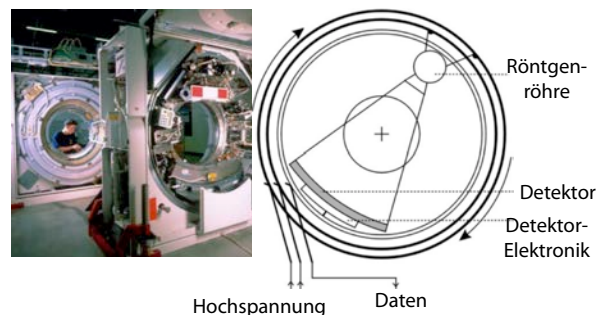


Abbildung 12.66: Aufbau eines modernen CT Scanners.

$^{241}_{95}\text{Am}$ (Americium). Röntgenröhre und Detektor bewegten sich für jede Projektion am Objekt vorbei. Für die Aufnahme wurden 28000 Einzelpunkte gemessen und die Messdauer betrug 9 Tage.

Wie in Abb. 12.67 gezeigt, kann man mit jedem einzelnen Positionswert von Quelle und Detektor ein Linienintegral messen, d.h. einen Punkt der Radontransformierten bestimmen. Um die weiteren Punkte zu messen, werden Quelle und Detektor verschoben und danach um den Körper gedreht. Durch dieses schrittweise Aufnahmeverfahren wurde die Messzeit relativ lang.

Für die iterative Rekonstruktion des ersten Bildes benötigte Hounsfield 2.5 Stunden. Für die ersten Testmessungen wurden Aufnahmen von (toten) Gehirnen gemacht, danach wurden auch Messungen an lebenden Probanden (z.B. Hounsfield) durchgeführt.

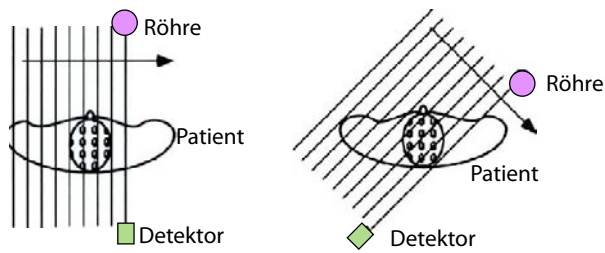


Abbildung 12.67: CT-Scanner der 1. Generation.

Die ersten Erweiterungen betrafen die Quelle: sie wurde durch eine Röntgenröhre ersetzt. Dadurch wurde die Dosis erheblich gesteigert und die Messzeit auf wenige Stunden reduziert. Das System wurde auch vergrößert, so dass auch Ganzkörper-Messungen möglich wurden.

12.6.5 2. Generation

Beim CT-Scanner der 2. Generation wird durch einen Detektor-Array gleichzeitig ein ganzer Strahlenfächer genutzt.

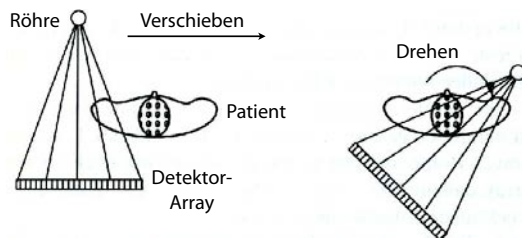


Abbildung 12.68: CT-Scanner der 2. Generation: Prinzip.

In der Anfangsphase 1975 betrug der Öffnungswinkel 10° , und es waren etwa 30 Detektoren in Reihe angebracht. Die Aufnahmezeit konnte dadurch, und durch den Einsatz einer Hochleistungs-Röntgenröhre, auf 20 Sekunden reduziert werden.

Wie in Abb. 12.69 gezeigt, muss in diesem System das System aus Quelle und Detektor seitlich verfahren und gedreht werden, um den gesamten Raum abzudecken. Jeder Datenpunkt entspricht einer integrierten Absorption. Für eine gegebene Schnittebene werden die Datenpunkte als Funktion des Winkels θ , unter dem der Röntgenstrahl läuft, und der Position s

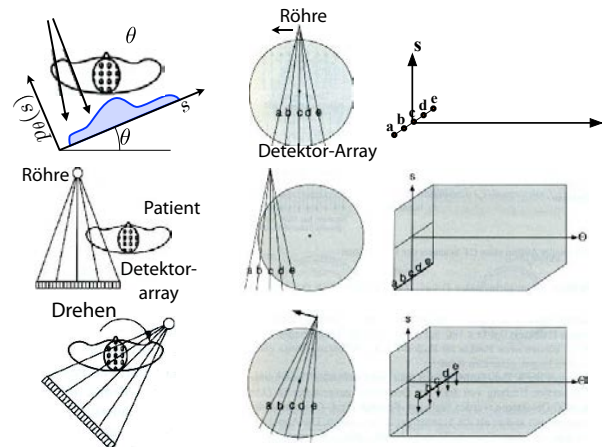


Abbildung 12.69: CT-Scanner der 2. Generation: Datenaufnahme im Radon-Raum.

auf dem Detektor gemessen. Wie aus der Figur hervorgeht, sind die beiden Parameter nicht unabhängig voneinander.

Für die Rücktransformation sollten die Daten in einem gleichmäßigen, rechteckigen Raster angeordnet sein. Da die Daten nicht direkt in dieser Form anfallen, verwendet man ein Interpolationsverfahren.

12.6.6 3. Generation

Wenig später wurden CT-Scanner der 3. Generation eingesetzt, und noch heute sind viele der hergestellten Geräte CT-Scanner der 3. Generation.

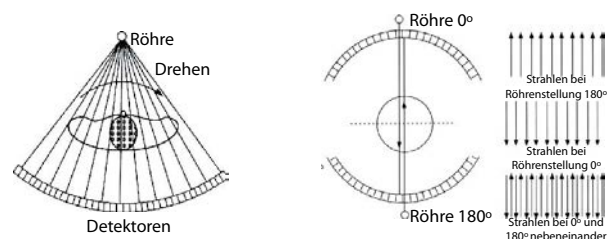


Abbildung 12.70: CT-Scanner der 3. Generation.

Es werden 500 bis 800 Detektoren pro Array benutzt, und pro Sekunde können 1000 Projektionen aufgenommen werden. Wie im $s - \theta$ Diagramm gezeigt, werden hier alle Werte von s gleichzeitig aufgenommen. Die experimentellen Punkte im $s - \theta$

Diagramm liegen auf einer geneigten Geraden. Das System muss jetzt nur noch gedreht werden, d.h. im $s - \theta$ Diagramm wandern die Messpunkte horizontal.

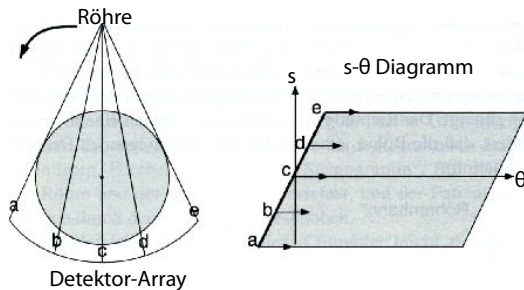


Abbildung 12.71: Datenaufnahme im Radon-Raum bei einem Scanner der 3. Generation.

Prinzipiell sind die Messungen unter einer Drehung um π invariant. Es kann sich aber trotzdem lohnen, die Messungen über den ganzen 2π Bereich durchzuführen: indem man in der Röntgenröhre den Brennfleck durch elektrische Felder etwas verschiebt gelingt es, zusätzliche Messpunkte aufzunehmen, welche zwischen den Punkten der ersten Halbrunde liegen.

12.6.7 4. Generation

CT-Scanner der 4. Generation benutzen einen stehenden geschlossenen Detektorring mit 5000 Detektoren auf dem Kreis. Auch hier können 1000 Projektionen pro Sekunde aufgenommen werden.

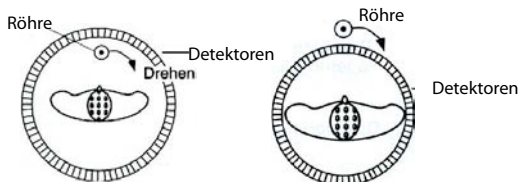


Abbildung 12.72: CT-Scanner der 4. Generation.

Die Röhre bewegt sich auf einem Kreis innerhalb oder außerhalb des Detektorrings. Im letzteren Fall befindet sie sich ober- oder unterhalb der Ebene der

Detektoren und der Röntgenstrahl ist nicht in der Ebene.

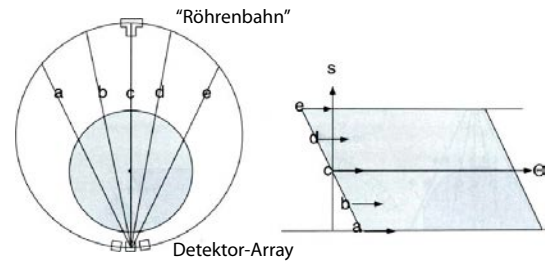


Abbildung 12.73: Datenaufnahme im Radon-Raum bei einem Scanner der 4. Generation.

Die Datenaufnahme erfolgt analog zum Scanner der dritten Generation.

Da sich die Detektoren nicht mit der Quelle drehen, ändert sich ihre Orientierung gegenüber der Quelle für unterschiedliche Projektionen und damit auch die Einfallsrichtung. Dies muss bei der Wahl der Detektoren berücksichtigt werden.

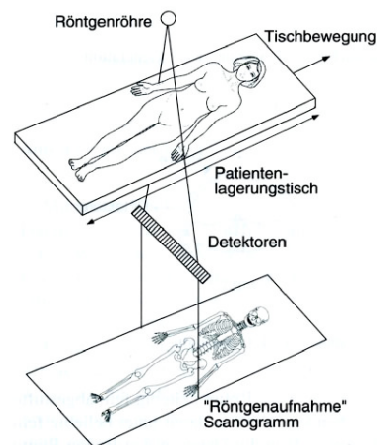


Abbildung 12.74: Scanogramm.

Um den Schnittbereich einstellen zu können, werden wiederum Lichtvisiertiefenblenden eingesetzt. Für die Feineinstellung kann ein Projektions-Röntgenbild aufgenommen werden, bei der die Röhre und der Detektor ortsfest bleiben, und der Patient in einem kleinen Bereich durch den CT-Scanner geschoben wird. Diese Aufnahmen werden als Scanogramm oder Topogramm bezeichnet.

12.6.8 5.-7. Generation

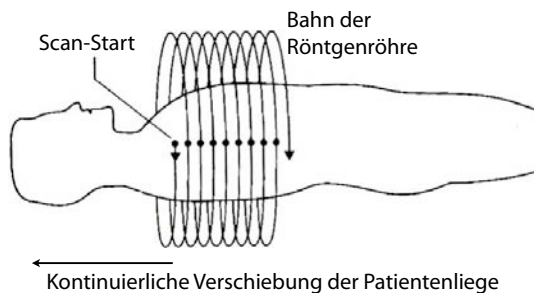


Abbildung 12.75: Aufnahmeprinzip der Spiral-CT (6. Generation).

Während frühe Geräte jeweils nur eine Schicht aufnahmen und 3D Objekte durch schrittweise Verschiebung und Aneinanderreihen von Schichten aufgenommen wurden, ist man dazu übergegangen, die Patientenliege kontinuierlich vorzuschieben. Dies entspricht einem spiralförmigen Abtasten des Körpers. Die Technik wird als Spiral-CT oder helikale CT bezeichnet. Auch hier ergeben sich sehr kurze Aufnahmezeiten, so dass unter anderem der Patient in der Lage ist, während der gesamten 3D Aufnahme die Atmung anzuhalten und so eine Bewegungsunschärfe zu vermeiden.

Eine technische Schwierigkeit dabei ist, dass sich die Gantry mehrfach um den Patienten dreht, so dass keine Verbindung zu den feststehenden Teilen über Kabel vorhanden sein können. Signale wie auch die Stromversorgung müssen deshalb über Schleifkontakte geführt werden. Auch die erzeugte Wärme muss ohne Schläuche abgeführt werden.

Für die Rekonstruktion müssen die spiralförmig aufgenommenen Daten in ebene Datensätze umgerechnet werden. Wie in Abb. 12.76 gezeigt, kann man dies durch eine geeignete Interpolation erreichen.

Bei Geräten der 5. Generation bewegen sich keine mechanischen Komponenten mehr. Um den Patienten herum befindet sich ein 360°-Kreis mit Detektoren und ein Ring aus einem Material wie zum Beispiel Wolfram, welcher als Anode für den Elektronenstrahl dient. Dieser wird mittels elektromagnetischer Felder zur gewünschten Position auf dem

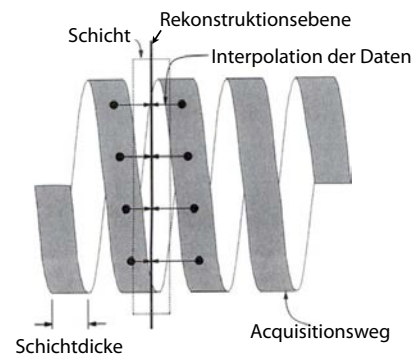


Abbildung 12.76: Rekonstruktion der Daten durch Interpolation.

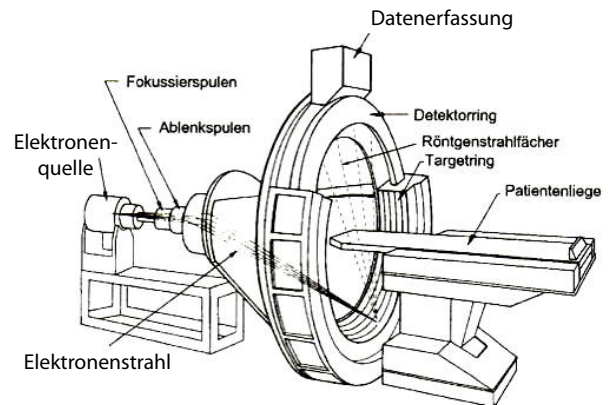


Abbildung 12.77: Elektronenstrahl-CT (5. Generation).

Anodenring gelenkt und dort ein Röntgenfokus erzeugt. Um die vollen 360 Grad des Ringes abdecken zu können, werden mehrere Elektronenkanonen und Ablenkanordnungen verwendet, die in regelmäßigen Abständen um das Target herum angebracht sind. Für Aufnahmen von ausgedehnten Bereichen muss die Liege auch hier verschoben werden.

Es gibt auch Geräte, welche einen konusförmigen Strahl und eine Detektormatrix verwenden, um direkt eine Projektion zu erhalten (Cone-Beam CT). In Geräten der siebten Generation wurden anstelle eines einzelnen Detektor-Arrays mehrere nebeneinanderliegende eingebaut. Dadurch wird die Geschwindigkeit der Datenaufnahme weiter erhöht. Heutige CT Geräte können eine Ganzkörperaufnahme in etwa 12 Sekunden durchführen.

Wie beim Projektionsröntgen kann auch in der CT der Kontrast erhöht werden, indem man Bilder bei zwei unterschiedlichen Photonenenergien aufnimmt (→ 12.5.4).

12.6.9 Röntgendetektoren in der CT

Da die Daten für die CT digital weiter verarbeitet werden, müssen sie digital aufgenommen werden. Als Detektoren kommen deshalb nur elektronische Detektoren in Frage, keine Filme. Die Detektoren sollten außerdem möglichst empfindlich sein, um die Messzeit möglichst kurz und die Strahlenbelastung möglichst gering zu halten. Man verwendet deshalb überwiegend zwei Typen von Röntgendetektoren: Xenon-Hochdruckionisationskammern und Szintillationskristalle mit Photodioden.

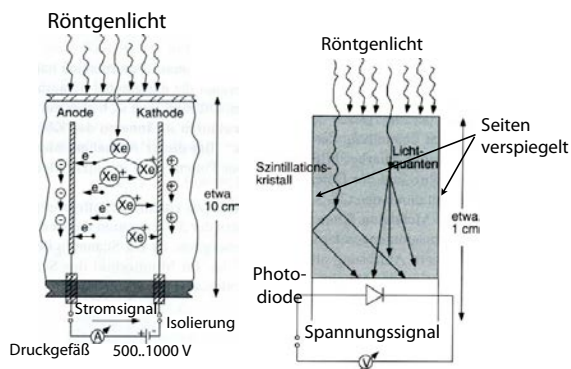


Abbildung 12.78: Schematischer Aufbau von Xenon-Hochdruckionisationskammern (links) und Szintillationskristallen mit Photodetektoren (rechts).

Die Ionisationskammer eines Xenon-Detektors ist ein Kreissegment mit einer Länge von typischerweise 10 cm und einigen Millimetern Höhe. Sie ist mit Xenon-Gas bei 20 bar gefüllt, welches von der Röntgenstrahlung ionisiert wird. Die Quanteneffizienz (DQC: Detective Quantum Efficiency) erreicht bis zu 60%. Gemessen wird der Strom zwischen Anode und Kathode, der proportional zur einfallenden Röntgenleistung ist. Die Abklingzeit beträgt etwa $1 \mu\text{s}$, so dass Messwerte relativ schnell aufgenommen werden können. Xenon-Detektoren ha-

ben eine sehr eingeschränkte Richtungscharakteristik. Dies ist nützlich für die Unterdrückung von Streustrahlung. Die Detektoren können jedoch nicht mit Scannern verwendet werden, bei denen Röhre und Detektor sich so bewegen, dass der Einfallswinkel auf den Detektor sich ändert. Dies ist z.B. bei Scannern der vierten Generation der Fall.

Beim Szintillations-Detektor werden, wie schon vorher beschrieben, etwa 10 mm lange nadelförmige CsI-Kristalle verwendet. Im Gegensatz zum Einsatz bei Röntgenbildverstärkern verwendet man völlig transparente Einkristalle, die an den Seiten verspiegelt sind. Auf diese Art und Weise treffen alle entstehenden Lumineszenz-Photonen irgendwann auf der Unterseite auf, wo sie mit Photodioden gemessen werden. Die Lumineszenz-Abklingdauer liegt unter $1 \mu\text{s}$.

12.6.10 Auflösung

Die Auflösung der CT ist (wie beim Projektionsröntgen) durch die endliche Größe der Detektoren und den Durchmesser des Elektronenstrahls auf der Anode der Röntgenröhre bestimmt. Beide liefern jeweils einen Beitrag zur Modulationstransferfunktion.

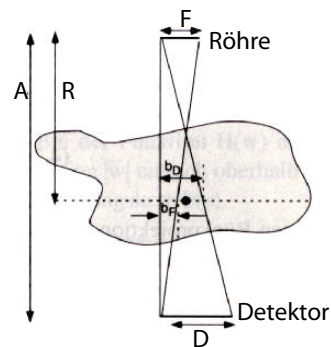


Abbildung 12.79: Auflösungsgrenzen auf Grund endlicher Größe von Detektor und Quelle

Für einen Fokusbereich F beträgt der effektive Fokusbereich in der Probe

$$b_F = F \frac{A - R}{A}$$

und für den Detektor entsprechend

$$b_D = D \frac{R}{A}.$$

Die resultierende Auflösung erhält man durch Faltung dieser Beiträge oder durch Multiplikation der beiden MTFs.

Diese Auflösungen beziehen sich zunächst auf einzelne Projektionen. Soll sie auf die gesamte CT-Messung übertragen werden, so benötigt man entsprechend viele Projektionen in unterschiedliche Richtungen. Die Auflösung der rekonstruierten Daten ist von der gleichen Größenordnung. Die wirklich erreichte Auflösung hängt aber auch von der Rekonstruktionsmethode ab.

12.6.11 Rekonstruktion

Um die Bilder korrekt rekonstruieren zu können, benötigt man prinzipiell Detektoren, deren Messköpfe größer sind als die Abstände zwischen den Zellen - sonst wird das Abtasttheorem verletzt. Dies gelingt bei den Scannern der dritten Generation, da in diesem Fall eine elektrische Verschiebung des Fokus verwendet werden kann, um die Anzahl der gemessenen Bildpunkte zu verdoppeln.

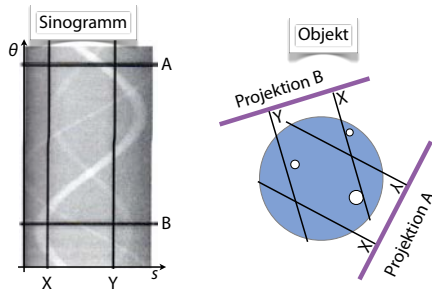


Abbildung 12.80: Sinogramm.

Die direkt aufgenommenen Daten werden als Sinogramm bezeichnet. Wie Abb. 12.80 kann man sie in einfachen Fällen direkt interpretieren. Einzelne Objekte ergeben sinusförmige Signale, wobei die Amplitude der Sinusfunktion durch den Abstand des Objekts von der Rotationsachse gegeben ist.

Die weitere Verarbeitung, z.B. über die Radon-Transformation, wurde in Kap. 10.7 diskutiert.

12.6.12 Artefakte

Die Verletzung der Bedingungen für die Bildrekonstruktion führt zu Artefakten. **Artefakte** sind künstliche Strukturen im Bild, für die es in dem abgebildeten Objekt keine Entsprechung gibt. Mögliche Artefakte sind:

- **Bewegungsartefakte** führen zu Streifenartefakten im Bild.
- **Aufhärungsartefakte** führen zu sogenannten Hounsfield-Balken. Wegen der spektralen Verteilung der Bremsstrahlung wird die Strahlung mit zunehmender Länge des Absorptionsweges aufgehärtet. Volumenelemente gleichen Materials haben einen scheinbar geringeren Schwächungskoeffizienten in größerer Objektiefe.
- **Metallartefakte** entstehen durch Totalabsorption der Strahlung und führen zu inkonsistenten Messwerten und daraus bedingt Streifenartefakten im Bild.

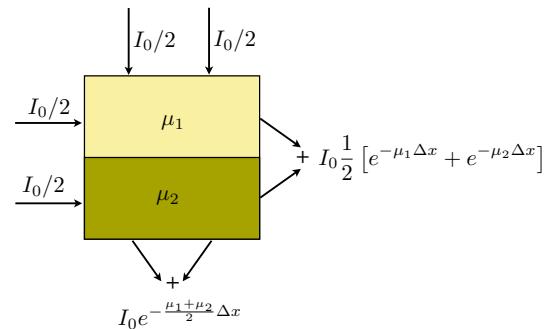


Abbildung 12.81: Entstehen von Partialvolumen-Artefakten.

- **Partialvolumenartefakte** (Abb. 12.82 a) entstehen durch nicht homogene Voxel (wie in der MRI auch). Läuft ein Teil des Strahls durch einen Bereich mit Röntgenschwächungskoeffizienten μ_1 und ein anderer Teil des Strahls durch einen Bereich μ_2 . Treffen diese beiden Teilstrahlen auf den gleichen Detektor, so registriert dieser die Intensität

$$I = I_0 \frac{1}{2} [e^{-\mu_1 \Delta x} + e^{-\mu_2 \Delta x}] \neq I_0 e^{-\frac{\mu_1 + \mu_2}{2} \Delta x}.$$

Diesem Pixel kann also kein mittlerer Schwächungskoeffizient zugeordnet werden. Für

Röntgenstrahlen, welche senkrecht zur Trennebene einfallen, beträgt die transmittierte Intensität

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu_1 + \mu_2}{2} \Delta x}.$$

Mögliche Folgen sind eine nichtlineare Mittelung über die Schichtdicke, sowie Verfälschung von dünnen Objekten, die schräg durch die Schicht verlaufen (Blutgefäße!).

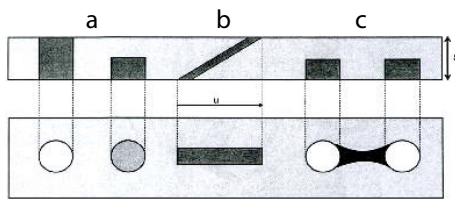


Abbildung 12.82: Artefakte bei der CT.

- **Streustrahlartefakte** wurden bereits diskutiert.
- **Kopplungsartefakte:** (Abb. 12.82 c) zwei getrennte Strukturen laufen ineinander.

	Dosis pro Jahr (a)
Natürliche Belastung	2.3 ± 1 mSv/a
Zivilisatorische Belastung	1.2 ± 1 mSv/a
Mittlere Strahlenbelastung in Deutschland	3.5 ± 1 mSv/a
Brust Röntgenaufnahme	0.1 mSv
CT Kopf	1.5 - 2.3 mSv
Mammographie	3 mSv
CT Brustkorb	5.8 mSv
Röntgenaufnahme des Darmtrakts mit Bariumsulfat	15 mSv
CT Angiogramm des Herzens	7-13 mSv
Maximal zulässige Strahlenbelastung ohne Strahlenschutzmaßnahme	5 mSv/a

Abbildung 12.83: Strahlenbelastung durch CT.

Die Strahlenbelastung ist bei einer CT-Aufnahme etwa zwei Größenordnungen höher als beim Projektionsröntgen.

12.7 Nicht-klinische Spezialverfahren

12.7.1 Mikrotomographie

Röntgentomographie wird nicht nur im klinischen Bereich verwendet, sondern auch für andere Forschungszwecke. So kann man mit Hilfe von sehr hoch aufgelösten Aufnahmen die Struktur von Knochen, Nerven und anderen Geweben im Detail untersuchen. Wenn man Geräte baut, welche nicht für Menschen ausgelegt sind, so wird es möglich, sehr hohe Auflösungen zu erreichen. Pionierarbeit für diese Anwendungen hat Prof. Bonse (Physik, TU-Dortmund, Lehrstuhl E1) geleistet.

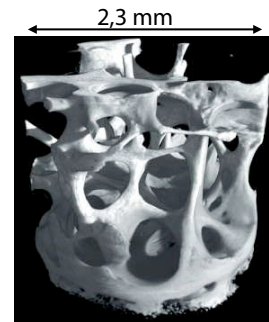


Abbildung 12.84: Knochen eines Osteoporose Patienten.

In der Micro-CT (μ -CT) werden Proben mit einer hohen räumlichen Auflösung in der Größenordnung μm abgebildet. In Abb. 12.84 ist ein Knochen eines Osteoporose Patienten gezeigt. Anhand solcher Aufnahmen werden z.B. die Wirkungen von Medikamenten überprüft.

12.7.2 Phasenkontrast

Bei Röntgenaufnahmen wird normalerweise die Absorption des Gewebes gemessen. Eine Alternative dazu ist die Messung einer Phasenänderung. Dabei wird die Phasenverschiebung von Röntgenstrahlen in einem Medium mit dem Brechungsindex n , im Vergleich zu der Ausbreitung im Vakuum, ausgenutzt.

Der Phasenkontrast kann wesentlich höher sein als der Absorptionskontrast. Zum Beispiel erfährt eine Welle mit einer Photonenenergie von 17.5 keV beim Durchlaufen einer 50 μm dicken Schicht von biologischem Gewebe eine Phasenverschiebung von etwa π , während die Absorption $<1\%$ ist.

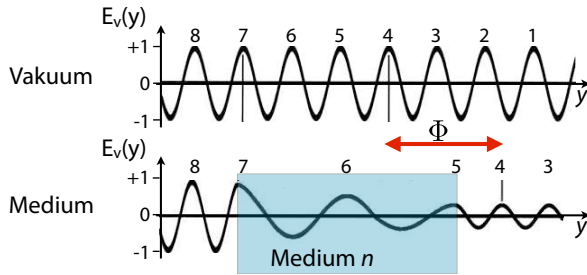


Abbildung 12.85: Phasen- und Amplitudenänderung eines (monochromatischen) Röntgenstrahls beim Durchqueren eines Mediums mit dem Brechungsindex n .

Die in Abbildung 12.85 gezeigte Phasenänderung ist in der Realität etwa 10^6 mal kleiner. Außer der Phasenänderung tritt auch eine Schwächung auf, die den Phasenkontrast beeinträchtigen kann. Der Phasenkontrast erlaubt insbesondere auch, bei Weichteilen einen guten Kontrast zu erzielen, wo die Absorption üblicherweise nur wenig Kontrast ergibt.

Eine Phasenänderung kann nicht direkt nachgewiesen werden: Das Signal eines Röntgendetektors ist proportional zur Intensität und damit unabhängig von der Phase. Um die Phase messen zu können, benötigt man eine interferometrische Messmethode - ähnlich wie bei der Holographie. Bei der Überlagerung mit einem Referenzstrahl entsteht ein Term, welcher proportional ist zum Cosinus der Phasendifferenz, $\cos \Delta\phi$, und damit die Phasenvariation in eine Amplitudenvariation umwandelt.

12.7.3 Röntgen-Interferometrie

Abbildung 12.86 zeigt einen typischen Aufbau für interferometrische Messungen. Für derartige Messungen benötigt man kohärentes Röntgenlicht.

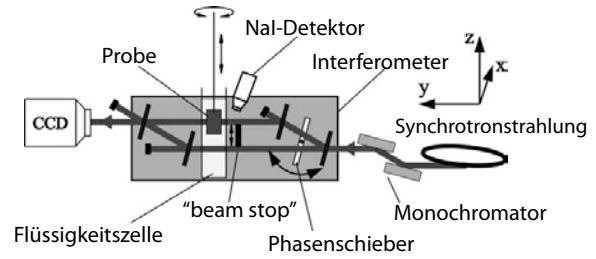


Abbildung 12.86: Röntgen-Interferometer.

Als Quelle dient Synchrotronstrahlung, die durch einen Monochromator schmalbandig gemacht wird. Der Röntgenstrahl wird durch Bragg-Reflexion an einem Kristall in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der eine Teilstrahl durchstrahlt die Probe, der andere dient als Referenzstrahl. Diese beiden Strahlen werden zur Interferenz gebracht und das Interferenzmuster wird mit dem Detektor aufgenommen.

Wenn man den Referenzstrahl mit dem *beam stop* ausblendet, dann erhält man das sogenannte *Attenuation Phase Contrast Image*, das dem Vergleich dienen soll.

Die Probe befindet sich in einer Flüssigkeitszelle, deren mittlere Dichte auf die der Probe angepasst ist, um Einflüsse der Probengeometrie auf das Interferenzmuster zu vermeiden. Die Einstellung des Interferometers auf maximale Intensität der interferierenden Strahlen wird mit dem NaI-Detektor durchgeführt.

Bei der Abschwächungs- oder Amplituden- μ -CT ($A\mu$ CT) sind die Projektionen normierte Intensitätsprofile:

$$I_n(x, z) := \frac{I(x, z)}{I_0(x, z)} = e^{-\int dy \mu(x, y, z)},$$

mit $\mu(x, y, z)$ als ortsabhängiger Abschwächungskoeffizient und y die Einfallsrichtung der Röntgenstrahlung.

Bei der Phasen- μ CT ($P\mu$ CT) werden Phasenverschiebungsprofile

$$\phi(x, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \int dy n(x, y, z)$$

aufgenommen. Hier ist n der ortsabhängige Brechungsindex, der die Probenstruktur widerspiegelt.

Die Phasenverschiebungsprofile werden im Rechner aus den Interferenzmustern gewonnen.

12.7.4 Anwendung: Nervengewebe

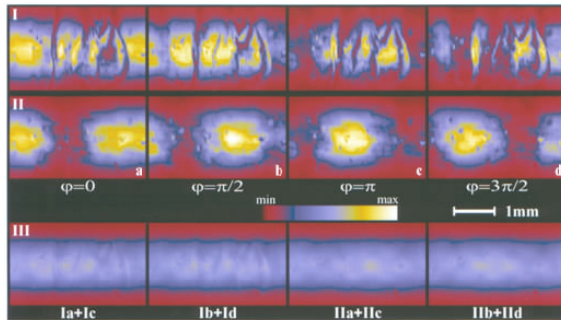


Abbildung 12.87: Interferenzmuster. Oben mit Probe, in der Mitte ohne Probe und unten ist die Summe der Projektionen mit einer Phasenverschiebung um π zu sehen.

In der Abbildung 12.87 sind oben Interferenzmuster mit Probe zu sehen, darunter ohne Probe. Aufnahmebedingungen: *Trigeminus Nerv* einer Ratte; Messung bei 12 keV. Die vier unterschiedlichen Aufnahmen entsprechen unterschiedlichen Phasenverschiebungen φ , welche durch die Einstellung des Phasenschiebers im Aufbau erzeugt werden. Unten sind die Summen der Projektionen mit einem Phasenunterschied von π zu sehen, die als Test dazu dienen, wie konsistent die Phasenmessung ist. Die übrig gebliebene leichte Modulation kommt durch die Abschwächung des Signals zustande.

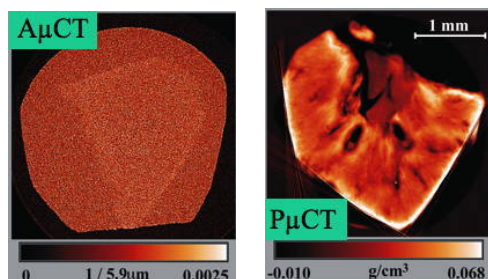


Abbildung 12.88: Kontrastvergleich $A\mu CT$ und $P\mu CT$.

In der Abbildung 12.88 wird der Kontrast zweier Bilder, gewonnen mit $A\mu CT$ und $P\mu CT$, verglichen. Bei der $P\mu CT$ kann man quantitative Strukturmessungen durchführen. Es kann die Elektronendichte und die Massendichte bestimmt werden.

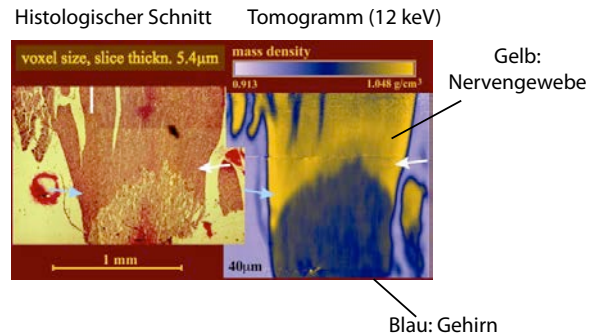


Abbildung 12.89: Vergleich zwischen einem histologischen Schnitt und einer $P\mu CT$ -Aufnahme.

Abbildung 12.89 vergleicht das Tomogramms des Trigeminus-Nervs einer Ratte mit einem histologischen Schnitt. Der Übergang vom Nervengewebe (gelb) zum Gehirn (blau) ist in der $P\mu CT$ -Aufnahme deutlich zu erkennen.

12.7.5 Vergleich Phasenkontrast - Amplitudenkontrast

Eine mögliche Basis für den Vergleich der beiden Techniken ist die Bestimmung der Gewebedicke, welche notwendig ist, um das maximale Signal um 1% abzuschwächen. Diese ist bei einer Phasenkontrastmessung deutlich kleiner als bei einer Amplitudenkontrastmessung (Abbildung 12.90: Messung in Wasser).

Um einen Kontrast von 1% zu erreichen, benötigt man bei einer Messung der Absorption eine Gewebedicke von etwa 1 mm. Bei einer Phasenmessung lediglich 1 μm . Wie in Abb. 12.90 gezeigt, ist die Empfindlichkeit im Falle der Phasenkontrasttomographie um mehr als drei Größenordnungen höher als bei Amplitudenmessungen.

Der Phasenkontrast hat andere Abhängigkeiten als der Amplitudenkontrast: Der Schwächungskoeffizient

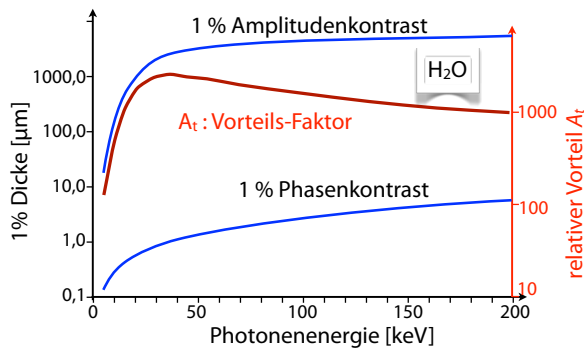


Abbildung 12.90: Vergleich der 1%-Schichtdicken bei A μ CT und P μ CT.

ent ist

$$\mu \propto Z \left(\frac{Z}{E} \right)^m \rho(x, y, z),$$

mit $m \approx 2.5 \dots 3.5$. Insgesamt ist der Amplitudenkontrast somit etwa proportional zur vierten Potenz der Ordnungszahl.

Der entsprechende Koeffizient für die Amplitudenmessungen ist

$$P \propto \frac{Z}{E} \rho(x, y, z).$$

Aufgrund der wesentlich geringeren Abhängigkeit von der Ordnungszahl (linear statt ca. vierte Potenz) ist die Phasentomographie vor allem für leichte Elemente (also Weichteile) sehr attraktiv.

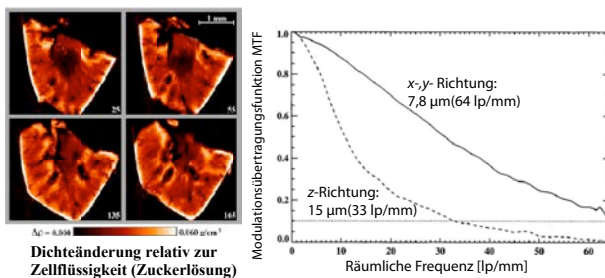


Abbildung 12.91: Zur Sensitivität (links) und Auflösung (rechts) von P μ CT.

In der Abbildung 12.91 links sind 4 Schichten an unterschiedlichen Positionen (Zahlen in μm) gezeigt.

Die Farbskala gibt den Dichteunterschied $\Delta\rho$ gegenüber der Dichte der Zellflüssigkeit (Zuckerlösung) an. Man erkennt die hohe Sensitivität gegenüber relativen Dichteschwankungen von der Größenordnung 10^{-3} .

Rechts in der Abbildung ist die Modulationsübertragungsfunktion (MTF) entlang der Drehachse (z-Richtung) und senkrecht dazu gemessen worden. Man sieht, dass die räumliche Auflösung in x- und y-Richtung mit 64 lp/mm ($7.8 \mu\text{m}$) besser ist als in z-Richtung 33 lp/mm bzw. $15 \mu\text{m}$.

12.7.6 Talbot-Interferometrie

Die bisher diskutierte Messtechnik benötigt ein Röntgen-Interferometer. Diese sind aufwändig in der Herstellung, nur für kleine Proben geeignet, und sie benötigen kohärente Röntgenstrahlung. Für typische Werte muss die Kohärenzlänge im Bereich von $1 \mu\text{m}$ liegen, während normale Röntgenröhren Kohärenzlängen im Bereich von $<0,1 \text{ nm}$ besitzen. Diese Probleme können vermieden werden, wenn man statt dessen eine Technik benutzt, bei der die Strahlen nicht getrennt werden.

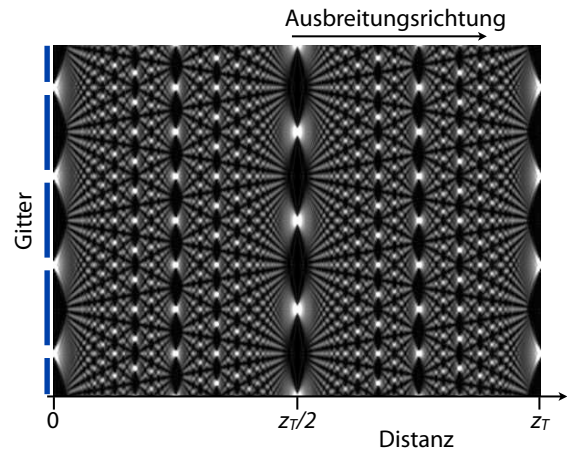


Abbildung 12.92: Talbot-Effekt.

Dabei wird der Talbot-Effekt verwendet: Ein Gitter erzeugt in einem Abstand

$$z_T = \frac{2a^2}{\lambda}$$

ein Bild seiner selbst. Hier ist a die Gitterperiode und λ die Wellenlänge. Der Ausdruck ist eine Näherung, welche nur gilt für $\lambda \ll a$. Für einen Gitterabstand von $a = 4 \mu\text{m}$ und eine Wellenlänge von 30 pm erhält man somit eine Talbot-Distanz von

$$z_T = \frac{2 \cdot 4^2 \cdot 10^{-12}}{30 \cdot 10^{-12}} \text{ m} \approx 1 \text{ m}.$$

Dieses Bild entsteht nur für kohärentes Licht. Wird monochromatisches, aber räumlich inkohärentes Licht verwendet, so kann man den Effekt trotzdem erhalten, indem man bei z_T ein zweites Gitter stellt. Dies wird als Talbot-Lau Konfiguration bezeichnet. Zusammen erzeugen die beiden Gitter bei $2z_T$ auch für räumlich inkohärentes Licht ein Bild.

Für die Phasenkontrast-Bildgebung verwendet man für das erste Gitter G_1 ein Phasengitter, welches eine periodische Phasenverschiebung um π erzeugt. Dieses Phasenmuster wird, aufgrund des Talbot-Effekts im Abstand z_T wieder erzeugt. Befindet sich vor dem Gitter ein Phasenobjekt, so führt dies zu einer Modulation des Talbot-Bildes. Diese Intensitätsmodulation kann mit einem normalen Pixeldetektor nicht direkt gemessen werden, aber man kann sie abtasten, indem man an der Stelle des Talbot-Bildes ein Absorptionsgitter stellt, welches die halbe Periode des Phasengitters aufweist. Das transmittierte Bild stellt dann einen Phasengradienten dar.

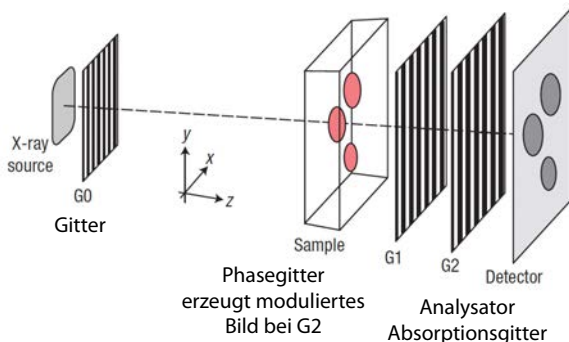


Abbildung 12.93: Talbot-Lau Interferometer mit einer Röntgenröhre als Quelle.

Die Methode benötigt eine gewisse räumliche Kohärenz. Dafür reicht eine Röntgenröhre nicht, sondern man benötigt ein Synchrotron. Die Methode kann je-

doch auch auf Röntgenröhren erweitert werden. Dafür benötigt man ein drittes Gitter, direkt nach der Quelle [24]. Die Schlitze in diesem Gitter erzeugen jeweils einen Strahl, der in der Richtung der Gitterperiode räumlich kohärent ist.

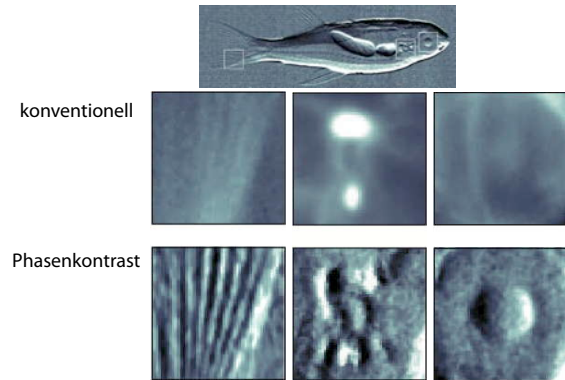


Abbildung 12.94: Vergleich eines Phasenkontrastbildes mit einem Absorptionsschattenbild.[24]

12.7.7 Dunkelfeld-Bildgebung

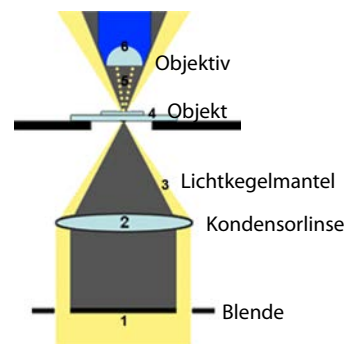


Abbildung 12.95: Prinzip der Dunkelfeld-Mikroskopie.

Bei der Dunkelfeld-Mikroskopie wird das Objekt mit einem Kegel aus Licht beleuchtet, so dass dieses vom Objektiv nicht erfasst wird, wenn kein Objekt vorhanden ist. Der Hintergrund erscheint somit dunkel. Ist hingegen ein Objekt vorhanden, so streut dieses Licht, einerseits durch Streuung, andererseits durch Beugung an Gradienten des Brechungsindex. Dieses Licht erreicht das Objektiv

und führt zu einem hellen Bild vor einem dunklen Hintergrund.

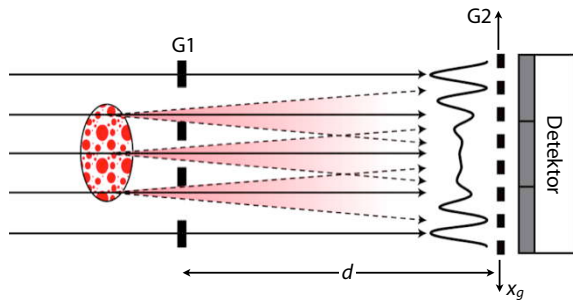


Abbildung 12.96: Erzeugung eines Dunkelfeld-Bildes.

Das gleiche Prinzip kann auch auf die Röntgenbildgebung mit Hilfe des Talbot-Effektes übertragen werden [23]. In diesem Fall führt das gestreute Licht zu einer Reduktion des Kontrastes, wenn das Analyse-Gitter G_2 gegenüber den ersten Gitter G_1 verschoben wird.

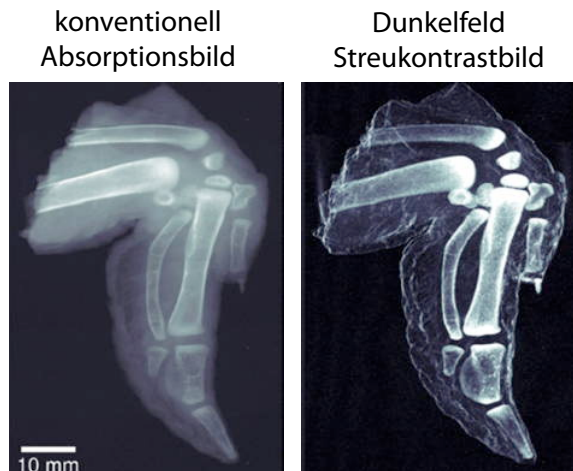


Abbildung 12.97: Kontrastvergleich eines Dunkelfeld-Bildes mit einer konventionellen Röntgenaufnahme[23].

Dieser Kontrastunterschied entspricht einem Dunkelfeld-Bild.