

Kapitel II

Wie funktioniert die Computertomographie?

In diesem Kapitel wird der Frage nachgegangen, was unter Computertomographie (CT) zu verstehen ist. In zwei Teilen werden sowohl die physikalisch-technischen Gesichtspunkte der einzelnen Komponenten einer CT-Anlage diskutiert, als auch deren Umsetzung im Unterricht, wobei der erste Teil als Hintergrundinformation zur Vorbereitung auf den Unterricht angesehen werden kann. Der zweite Teil beschreibt eine Unterrichtseinheit und versucht die Röntgenphysik der Oberstufe des Gymnasiums am Beispiel der CT einzuführen.

1 Die physikalisch-technische Funktionsweise eines Computertomographen

1.1 Geschichtlicher Überblick

Wilhelm Konrad Röntgen entdeckte am Abend des 8. November 1895 in Würzburg eine Art neuartiger Strahlung, die Gewebe zu durchdringen schien. Die X-Strahlen, wie er sie bezeichnete, wurden später nach ihm benannt. Dabei handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die sich im Spektrum an das ultraviolette Licht zu noch kürzeren Wellenlängen (im Bereich von 30 nm bis 10^{-5} nm) anschließen. Damals ahnte noch keiner welche weitreichenden Konsequenzen diese Entdeckung mit sich brachte. Blicke in einen lebenden Organismus zu werfen ohne ein Skalpell zu benutzen, war für die Mediziner eine Sensation und führte dazu, dass im 20. Jahrhundert eine beispiellose Forschungstätigkeit im Bereich der Röntgenphysik ausgelöst wurde. Diese Entdeckung hat bis dato die medizinische Diagnostik so stark beeinflusst, dass etwa 70 % der diagnostischen Untersuchungen mit Röntgenstrahlen durchgeführt werden (vgl. Hertrich, 2004, S. 12). Die Untersuchungsmethoden wurden bis heute immer weiter entwickelt und verfeinert. Während damals Aufnahmen manchmal bis zu einer Stunde dauerten, so betragen die modernen Belichtungszeiten Millisekunden und kommen durch digitale Aufnahmetechniken mit etwa 2 % der damals erforderlichen Dosis aus (vgl. Hertrich, 2004, S. 13). Die konventionelle Methode Abbilder vom Körperinneren zu machen, ist den Schattenwurf der Organe auf Filmmaterial zu belichten, was aber aufgrund der Überlagerung der verschiedenen Schatten keine quantitative Weichteildiagnostik zulässt. Um vom Film als Informationsträger abzukommen, war die Erfindung von Detektoren notwendig, die es erlaub-

ten das Bildsignal in für einen Computer akzeptable Daten umzuwandeln. Mitte bis Ende der 60er Jahre waren die Voraussetzungen, wie Rekonstruktionsmathematik¹, Computertechnologie und Röntgendetektoren, für ein solches Vorhaben geschaffen.

G.N. Hounsfield und J.A. Ambrose zeigten in ihren Arbeiten, dass Computerbilder vom menschlichen Körper gegenüber herkömmlichen radiologischen Aufnahmen überlagerungsfrei, maßstabsgetreu und mit hoher Gewebedifferenzierung angefertigt werden können. 1972 stellte Hounsfield das erste Röntgencomputertomographiegerät für den klinischen Einsatz vor, das es ermöglichte erstmal Querschnitte des menschlichen Körpers abzubilden. Er und Cormack erhielten 1979 den Medizin-Nobelpreis für ihre Leistungen.

Es war nun möglich Hirntumore und Blutungen zu diagnostizieren und allgemein Weichteiluntersuchungen durchzuführen. Kurz danach entwickelten R.S. Ledley und Di Chiro einen Ganzkörperscanner. Digitale Übersichtsaufnahmen, schnell ablaufende Serientechniken, sowie Spezialverfahren für Herz-, Lungen- und Wirbelsäulenuntersuchungen wurden eingeführt. Bis zur Mitte der 70er Jahre wurden die Geräte und Verfahren mit solcher Perfektion entwickelt, dass sie aus der diagnostischen Medizin nicht mehr wegzudenken sind und zur Standardausrüstung einer neuroradiologischen Abteilung gehören. Die Entwicklung und Forschung an der CT ist bei weitem noch nicht abgeschlossen und so versuchen eine Vielzahl von CT-Geräteherstellern immer leistungsfähigere und auch kostengünstigere Geräte zu konstruieren.

1.2 Das Prinzip der Computertomographie

Wenn Röntgenstrahlung den Körper durchdringt, wird die Strahlung durch das Gewebe verschieden stark geschwächt. So absorbiert Luft fast keine Strahlung, Gewebe etwas mehr und Knochen am meisten. Im Körper liegt also eine räumliche Verteilung unterschiedlich stark schwächender Objekte vor, deren Absorptionscharakteristika durch einen ortsabhängigen Schwächungskoeffizienten $\mu = \mu(x,y,z)$ beschrieben werden können. Bei konventionellen Röntgenaufnahmen wird der durchstrahlte dreidimensionale Objektbereich auf ein zweidimensionales Bild projiziert. Dadurch geht natürlich die Tiefeninformation, also an welcher Stelle im Körper die Absorption stattfand, verloren, da sich die Schatten übereinander liegender Organe addieren. Derartige Überlagerungsbilder nennt man Superpositionsbilder.

CT-Bilder sind hingegen überlagerungsfrei (Substitutionsbilder), denn in der CT werden nur Informationen aus einer interessierenden Schicht betrachtet. Das erleichtert die Lokalisierung

¹ A.M. Cormack wendete 1963/64 als erstes mathematisch exakte Rekonstruktionsmethoden bei der Beschreibung von Röntgen-Schichtaufnahmeverfahren an.

und Diagnose von Tumoren und anderen Fehlbildungen ungemein. Ein Bilddetail entspricht in der CT genau einem Objektdetail und nicht der Summe aus in Strahlrichtung hintereinander liegenden Objektelementen. Das hat den Vorteil, dass Weichteile sehr kontrastreich dargestellt und die Aufnahmen quantitativ ausgewertet werden können. Doch wie entsteht eine solche Aufnahme?

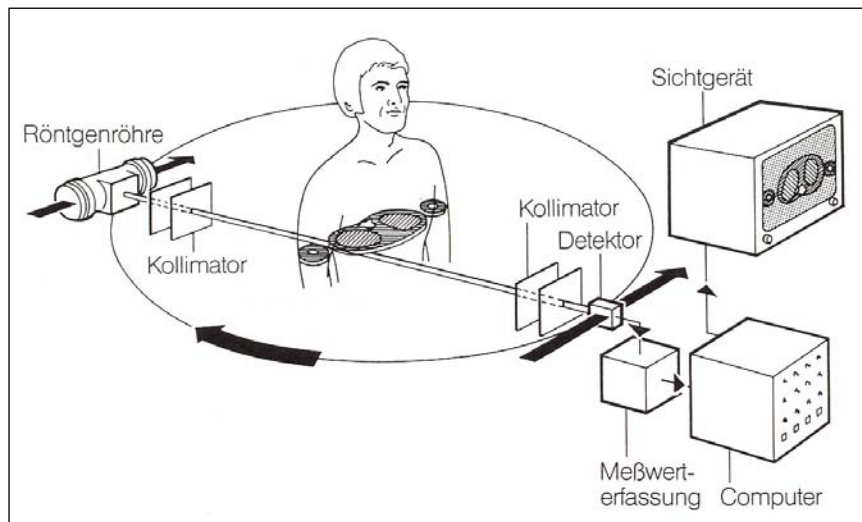


Abb. 2: Grundprinzip eines Computertomographen (Erklärung im Text)

Quelle: Gudden et al., 1992

Das Grundprinzip eines CT-Gerätes ist in Abb. 2 zu sehen, wie es 1972 von Hounsfield vorgestellt wurde. Aus der in einer Röntgenröhre erzeugten Strahlung wird durch einen Kollimator ein etwa bleistift dickes Röntgenstrahlbündel ausgeblendet. Dieses durchläuft den Körper des Patienten und wird dabei geschwächt. Diese geschwächte Strahlung wird nun mit einem Detektor registriert. Die Untersuchung durchläuft dann folgende Schritte.

Die Strahler-Detektor-Einheit, auch Gantry genannt, führt eine lineare Bewegung entlang der eingezeichneten geradlinigen Pfeile durch. Der Detektor misst die Intensität der Strahlung in fest vorgegeben Abständen (mehrere 100 pro Translation). So entsteht ein Schwächungsprofil (auch Projektion genannt) der abgefahrenen Schicht in Abhängigkeit vom Ort, welches allerdings noch einem Superpositionsbild ‚gleicht‘.

Der Trick bei der CT ist nun aber, dass die Aufnahme aus einem anderen Winkel wiederholt wird. Die Gantry wird dabei um z.B. 1° gedreht (gekrümmter Pfeil in Abb. 2). Anschließend wird eine weitere Translationsmessung durchgeführt. Man erhält eine zweite Projektion. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Gantry eine 180° -Drehung durchgeführt hat (Drehung um einen größeren Winkel würde redundante Werte liefern).

Auf diese Weise erhält man eine Vielzahl von Projektionen (aus jeder Richtung eine). Die Messdaten werden geeignet codiert und an einen Computer weitergeleitet. Der berechnet dann aus der Gesamtheit der Projektionen eine zweidimensionale Schwächungswertverteilung als Bild der untersuchten Schicht. Dazu wird die zu untersuchende Körperschicht in quaderförmige Volumenelemente (Voxel) meist eine 512×512 Matrix eingeteilt, denen jeweils ein konstanter Schwächungskoeffizient μ zugeordnet wird. Jede durchleuchtete ‚Zeile‘ mit n Quadern liefert einen Messwert, der sich aus der Summe über die Schwächungskoeffizienten der durchstrahlten Voxel zusammensetzt. Durch betrachten der Gesamtheit der Projektionen erhält man ein lineares Gleichungssystem für die unbekanntes Schwächungskoeffizienten, dass mit Hilfe des Computers gelöst wird. Jedem μ -Wert wird nun ein Grauwert zugeordnet, der anschließend mit allen anderen Messwerten an die zugehörige Stelle in eine Bildmatrix eingetragen wird, die genau dem gewählten Gittermuster entspricht, welches über die untersuchte Körperschicht gelegt wurde. Die Bildmatrix wird dann auf einem Bildschirm als Graustufenbild der Schicht sichtbar gemacht. Hohe μ -Werte werden hell, tiefe hingegen dunkel dargestellt.² Der Arzt hat Erfahrung und Übung im Lesen solcher Bilder und kann seine Diagnose ziehen, wenn ein Organ nicht der üblichen Graustufe entspricht.

Aufgrund der Scheibenweisen Durchleuchtung des Körpers und der Auswertung der Daten per Computer nannte man diese Untersuchungsmethode ‚Computertomographie‘ (gr. *tomos* = Schicht, *graphein* = zeichnen).

Die ersten CT-Bilder bestanden nur aus 80×80 Bildpunkten, was ein sehr geringes Auflösungsvermögen zur Folge hatte und man die einzelnen Pixel noch unterscheiden konnte. Heute verwendet man 512×512 Matrizen, die ein detaillierteres Bild liefern. Um ein solches Bild zu berechnen müsste die Computer allerdings ein Gleichungssystem mit $512 \times 512 = 262.144$ Unbekannten lösen, was zu hohen Rechenzeiten führt. Man ist aber daran interessiert das Bild möglichst direkt nach der Messung einzusehen. Daher verwendet man heute das Prinzip der Rückprojektion bei dem man die μ 's mit Hilfe der Fourier-Transformation berechnet. Dieses Verfahren wird ausführlicher in 1.3.5 (mathematisch) und 2.1 (didaktisch) beschrieben.

Das soeben beschriebene Translations-Rotations-Prinzip (Parallelstrahlverfahren) ist heutzutage allerdings nur noch von historischem Interesse. Das Messen mit nur einem Detektor ist sehr zeitaufwendig und nutzt außerdem nur einen kleinen Bruchteil des erzeugten Strahlenkegels. Die Strahlung der Röhre wird in den Halbraum mit einem Raumwinkel von 2π emittiert, wobei der ausgeblendete Strahl nur noch einen Raumwinkel von 10^{-4} erfüllt. Um ein brauch-

² ausführlicher in 1.3.6

bares Bild zu erhalten, müssen deshalb hohe Dosen und lange Aufnahmezeiten (bis zu einigen Minuten) in Kauf genommen werden. Das bringt wiederum hohe Strahlenbelastung für den Patienten und die Gefahr der Bewegungsartefakte³ mit sich, die das Bild unscharf machen. Derartige Probleme zu lösen, war und ist Gegenstand der Forschung und so gibt es heute mehrere CT-Messwerterfassungssysteme, wie in Abb. 3 gezeigt.

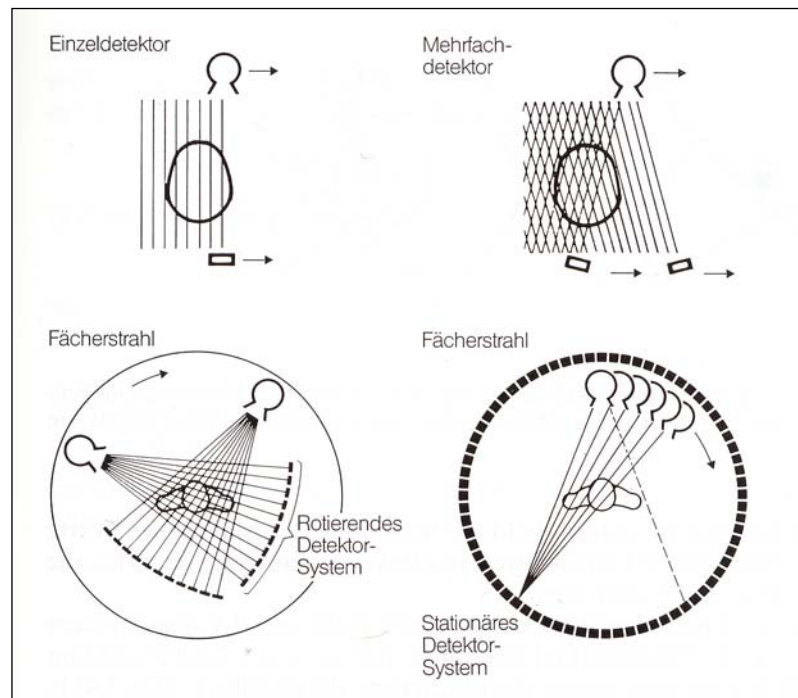


Abb. 3: Abtastprinzipien verschiedener Computertomographiesysteme (Erklärungen im Text)

Oben: Parallelstrahlverfahren, unten: Fächerstrahlprinzipien

Quelle: Gudden et al., 1992

Die Messzeit lässt sich schon dadurch verkürzen, indem man in Abtastrichtung weitere Detektoren postiert und den Röntgenstrahl entsprechend auffächert (Abb.3 o.r.). Dadurch wird die erzeugte Strahlung besser ausgenutzt. Durch die Anzahl der Detektoren wird die Schicht zugleich aus verschiedenen Winkeln durchleuchtet. Auf diese Weise lässt sich der Winkel zwischen den linearen Abtastbewegungen vergrößern, was eine Verminderung der Drehschritte zur Folge hat. Je nach Anzahl der Detektoren, lässt sich so ein Messzyklus auf unter eine Minute verkürzen.

Aufnahmezeiten im Sekunden- und Subsekundenbereich werden heutzutage mit Fächerstrahlgeräten erreicht (Abb.3 unten). Der Strahlenfächer erfasst dabei möglichst homogen den gesamten Körperquerschnitt auf einmal und geht idealer Weise von einem Punkt/Fokus aus

³ Sie entstehen durch die Bewegung der Organe (Herz, Lunge, Darm,...) oder des Patienten während der Aufnahme.

(Zentralprojektion). Man unterscheidet zwei Bauarten. Unten links in Abb. 3 umläuft eine Gantry, bestehend aus Röhre und einem vielzelligen Detektorsystem, den Patienten. Unten rechts ist ein Ringdetektorgerät abgebildet, das einen stationären Detektorkranz besitzt. Die Röntgenröhre wird dann innerhalb des Rings um den Patienten geführt.

Bei Rotationsmessgeräten wird die erzeugte Röntgenstrahlung optimal ausgenutzt. Die Drehung des Systems, die nicht schrittweise stattfinden muss, sondern kontinuierlich ablaufen kann, erspart zusätzlich zeitraubende Translationsbewegungen. 2004 hat man so die Rotationszeit in der CT auf 0,37 Sekunden reduzieren können (vgl. Hertrich, 2004, S. 19). Eine Messung wird bei rotierenden Geräten entweder durch impulsartiges Einschalten der Röntgenstrahlung, oder bei kontinuierlicher Strahlung durch takten der Detektoren vorgenommen (bei Ringgeräten nur letzteres). Mitrotierende Detektorsysteme bestehen etwa aus bis zu 1000 einzelnen Detektoren, stationäre Systeme aus bis zu 5000 (vgl. Buzug, 2004, S. 49 und S. 51). Das sind entweder Szintillations- oder Xenongas-Detektoren (siehe 1.3.4). In Abb. 4 ist ein CT-Gerät in Gesamtansicht und mit fehlender Verkleidung zu sehen.

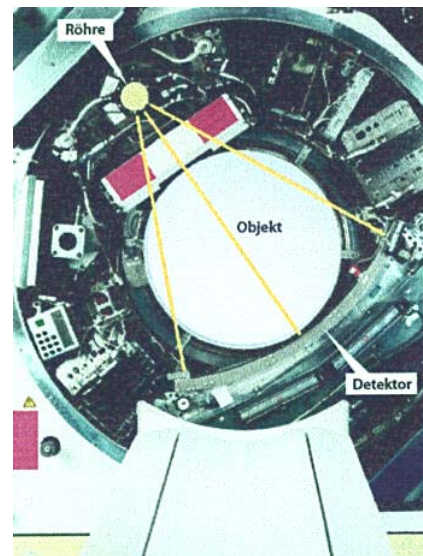


Abb. 4: (Links) CT-Anlage

(Rechts) CT-Gerät mit fehlender Verkleidung. Der gelbe Punkt symbolisiert die Röntgenröhre, die gelben Linien den Strahlenfächer, der den Patienten durchdringt und die Detektoranordnung (grauer Bogen) erreicht. Der Patiententisch im Vordergrund wird zur Untersuchung zwischen die Gantry geschoben.

Quelle: (links) CT-Scanner, 2004, (rechts) Siemens

In der sequentiellen CT bedient man sich der oben beschriebenen Verfahren, um mehrere Schnittbilder zu erzeugen. Um die interessante Körperregion vollständig zu erfassen, wird der Patient nach jedem Scan um die untersuchte Schichtdicke in Längsrichtung verschoben und nochmals geröntgt. So erhält man schichtweise Bilder des gesamten Organs. Im letzten Jahrzehnt ist es gelungen von der zweidimensionalen Abtastung zu einer Dreidimensionalen zu

gelangen. Pionierleistungen leistete hierbei Willi Kalender, der 1989 einen ersten Prototyp für Spiral-CT vorstellte. In der so genannten Spiral-CT wird der Patiententisch mit konstanter Geschwindigkeit zwischen der rotierenden Gantry hindurchbewegt, wodurch ein dreidimensionaler Datensatz des anatomischen Volumens entsteht (Abb. 5).

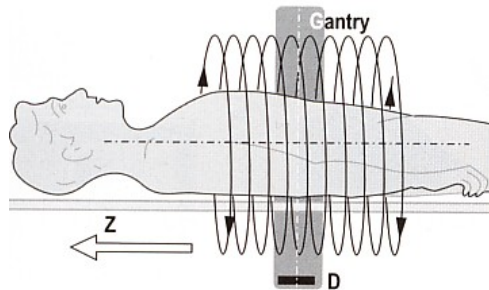


Abb. 5: Prinzip der Spiral-CT Quelle: Hertrich, 2004

Eine ganz moderne Aufnahmetechnik ist die Elektronenstrahl-CT, die speziell für die Kardiologie entwickelt wurde. Dabei kommt man ohne bewegliche Teile aus, wodurch noch kürzere Datenakquisitionszeiten möglich sind. Wie in Abb. 6 zu sehen, richtet man den Elektronenstrahl mit Hilfe von Magnetfeldern auf ein Wolframtarget, das ringförmig um den Patienten angeordnet ist, von dem dann wieder der Röntgenstrahl ausgeht, der den Patienten durchstrahlt. Der liegt also buchstäblich in der Röntgenröhre, die von einem festen Detektorring umgeben ist. Der Elektronenstrahl kann wesentlich schneller rotieren als schwere Bauelemente, womit man in der Lage ist einzelne Schichten in 50msec zu untersuchen. Diese Geräte werden hauptsächlich für Aufnahmen des Herzens eingesetzt, da bei langsameren Geräten durch die Bewegung des Herzens Bewegungsartefakte entstehen, die das Bild wertlos machen.

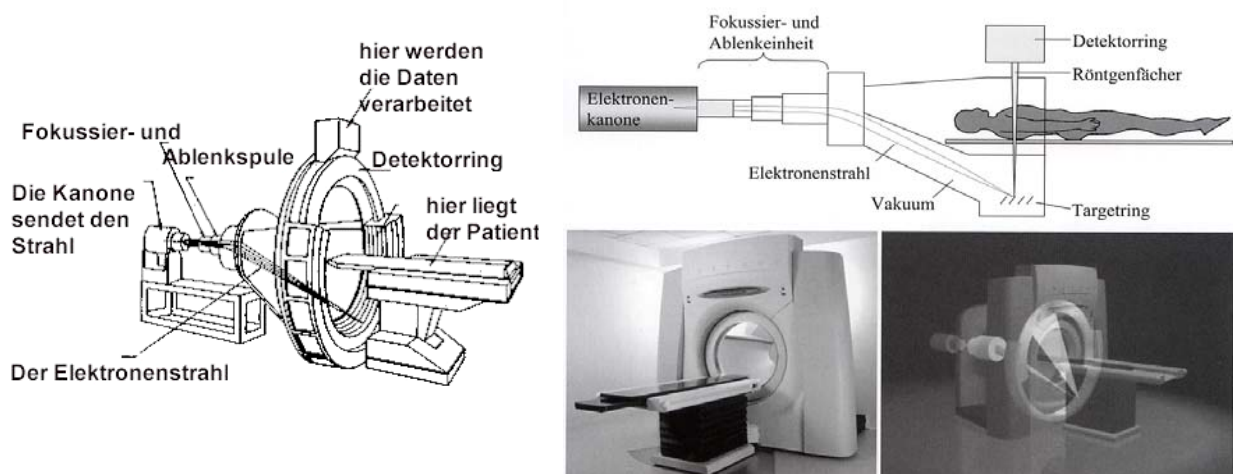


Abb. 6: Elektronenstrahl-Computertomograph (EBCT electron beam computerized tomography)

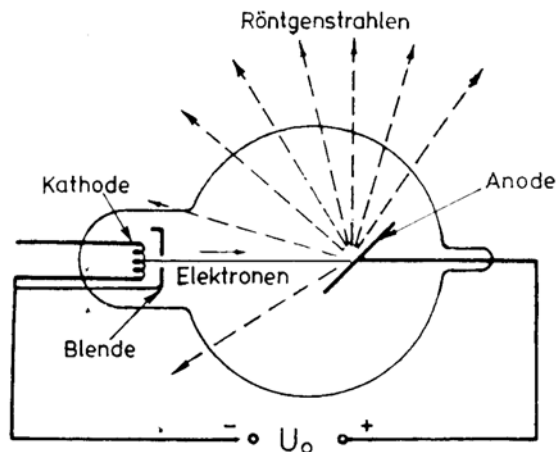
Quelle: Kardiologie und Buzug, 2004

1.3 Die physikalischen Prozesse auf dem Weg von der Erzeugung der Röntgenstrahlung bis zum fertigen CT-Bild

1.3.1 Die Physik der Röntgenröhre

Die Röntgenröhre ist ein Gerät, das in einem Hochvakuumgefäß (bis 10^{-7} mbar) durch Beschuss einer Anode Röntgenstrahlung erzeugt. Abb. 7 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Röntgenröhre, Abb. 9.1 und 9.2 zeigen verschiedene Bauformen.

Als Elektronenemitter wird ein gewendelter Wolframdraht verwendet, der durch einen Heiz-



strom I_H auf bis zu 2600°C erwärmt wird.

Durch die hohen thermischen Energien bei diesen Temperaturen können einige der freien Leitungselektronen die Austrittsarbeit von wenigen eV überwinden und den Metallverbund verlassen. Es bildet sich eine Raumladungswolke vor dem Draht.

Abb. 7: Prinzip der Röntgenröhre

Quelle: Otter, 1993

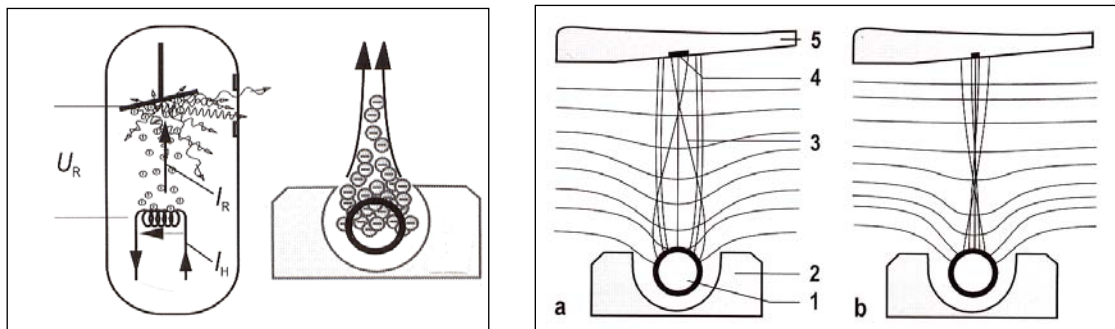


Abb. 8: Prinzip einer Wehnelt-Elektrode

Quelle: Hertrich, 2004

Der Draht 1 ist von einer zylinderförmigen (Wehnelt-) Elektrode (Nr. 2 in Abb. 8) umgeben, die mit dem Draht auf gleichem Potential liegt. Sie bilden zusammen die Kathode. Legt man nun eine elektrische Spannung zwischen der Anode und der Kathode an, so werden die Elektronen zur Anode hin ‚abgesaugt‘. Es fließt ein Röhrenstrom I_R . Die Wehnelt-Elektrode bündelt dabei den Elektronenstrahl (Nr. 3 in Abb.8 o.r. und u.l.) auf einen Brennfleck (Nr. 4) auf der Anode (Nr. 5). Ohne sie würden die Elektronen großflächig auf die Anode fallen (Abb. 8

o.l.), was zu unscharfen Bildern führen würde, da die Größe des Fokus die Bildschärfe beeinflusst. Durch negatives Vorspannen der Wehnelt-Elektrode gegenüber dem Draht kann die Fokussierung sogar noch verstärkt werden (Abb. 8 b).

Die waagrechten Linien deuten dabei den Verlauf der Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes zwischen den beiden Elektroden an. Das Potentialgefälle beträgt bei den verwendeten Röhren je nach Verwendungszweck 30 bis 150 kV, was die Elektronen auf bis zu 65 % der Lichtgeschwindigkeit (bei 150 kV) beschleunigt. Bei solch hohen Spannungen werden alle emittierten Kathodenelektronen zur Anode hin abgesaugt und der Strom ist praktisch nur noch von der Kathodentemperatur abhängig (vgl. Richardson-Effekt). Aufgrund der hohen Geschwindigkeit dringen die Elektronen bis zu einigen 1000 Atomlagen in das Anodenmaterial ein und geben 99 % ihrer Energie an das Metallgitter in Form von Phononen ab. Das Metall erhitzt sich deshalb sehr stark. Nur ca. 1 % der Elektronenenergie wird beim Eintritt ins Metall in Röntgenstrahlung umgewandelt. Um dennoch ausreichend hohe Intensitäten für die medizinische Anwendung zu gewährleisten, müssen Leistungen im 100 kW-Bereich umgesetzt werden (vgl. Gudden et al., 1992, S. 189). Diese enormen Leistungen werden wegen der notwendigen Zentralprojektion noch auf einen möglichst kleinen Fokus zentriert. Aus diesem Grund werden an das Targetmaterial hohe Anforderungen gestellt.

Wie im Verlauf der Ausführungen noch gezeigt wird, spielt bei der Wahl des Materials die Ordnungszahl Z der Metallatome eine Rolle, da die Strahlungsausbeute proportional zu Z ansteigt. Die Hauptforderungen an das Targetmaterial sind neben guter Leitfähigkeit und hoher Wärmekapazität noch ein hoher Schmelzpunkt. Wolfram erfüllt diese Eigenschaften am besten und eignet sich mit $Z = 74$ und einer Schmelztemperatur von 3370°C am ehesten als Anodenmaterial, weil schwerere Elemente wie Platin oder Blei viel früher schmelzen.

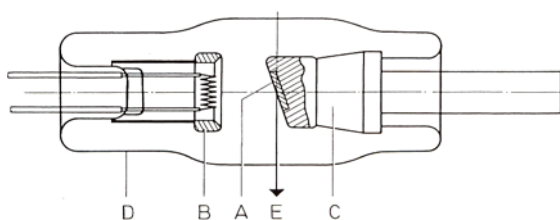


Abb. 9.1: Röhre mit Festanode. Anode A, Kathode B, Kühlkörper C, Vakuummantel D, Richtung des Zentralstrahls E

Quelle: Gudden et al., 1992

Die Eindringtiefe der Elektronen in die Anode liegt nur im Bereich 10^{-3} cm, deshalb erwärmt sich die Brennfleckoberfläche sehr schnell und die Hitze muss schnell abgeführt werden. Festmontierte Anoden (Abb. 9.1) bestehen deshalb nur im Fokus aus Wolfram, ansonsten aus Kupfer, das die entstehende Wärme an ein fließendes Ölbad außerhalb der Vakuumröhre ab-

gibt. Sie vertragen nur Belastungen bis 4 kW und spezifische Brennfleckbelastungen von 50 W/mm².

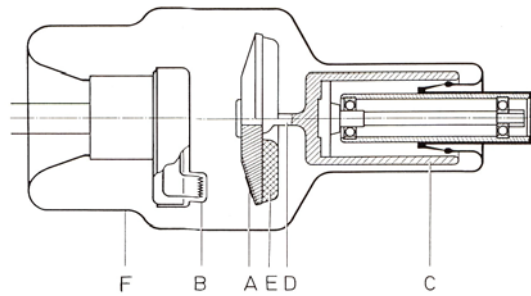
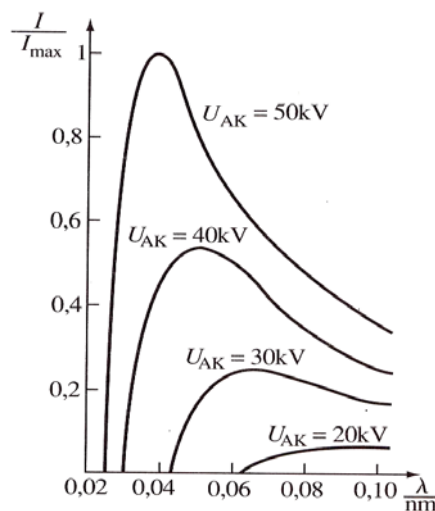


Abb. 9.2: Röhre mit Drehanode. Brennfleck A, Kathode B, Rotor C, Verbindungsstück D, Anodenteller E, Vakuumgefäß F

Quelle: Gudden et al., 1992

Drehanoden (Abb. 9.2) hingegen halten Leistungen bis zu 100 kW und spez. Belastungen des Fokus von 5 kW/mm² für 0,1 s aus. Auf einen Molybdänteller (hohe Wärmekapazität) ist ein Ring aus einer Wolfram-Rhenium-Legierung⁴ aufgebracht, der das Target darstellt. Der Brennfleck, der Elektronenauftrittspunkt, verteilt sich zeitlich über die gesamte Kreisringbahn. Die Fläche für die Wärmeaufnahme (und Abgabe!) wird somit durch die Drehung um den Faktor Brennfleckbreite mal Brennfleckumlaufbahn vergrößert. Bei Drehzahlen von 3000 min⁻¹ bis 9000 min⁻¹, bzw. 17000 min⁻¹ bei Spezialanwendungen, muss das Material und die Lagerung hohen Ansprüchen genügen⁵ (vgl. Krestel, 1988, S. 235).

Neben diesen technischen Details soll nun modellhaft die Entstehung der Röntgenstrahlung beschrieben werden. Dabei unterscheidet man zwei Effekte. Die Brems- und die charakteristische Strahlung. Die Bremsstrahlung entsteht durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Atomkernen des Targetmaterials. In Abb. 10 sind Intensitäten in Abhängigkeit von der



Wellenlänge für verschiedene Röhrenschnnungen U_{AK} eingezeichnet. Bei steigender Spannung verschiebt sich das Maximum der Kurve immer weiter nach links und fällt dann abrupt zu einer Grenzwellenlänge λ_G ab.

Abb. 10: Bremsstrahlung für verschiedene Spannungen

Quelle: Hänsel, 1995

⁴ Diese Legierung hat sich durch seine elastischen Eigenschaften als sehr Verschleißfest erwiesen.

⁵ Der Antrieb geschieht durch einen Kurzschlussläufer, der sich im Wanderfeld eines Stators dreht, welcher sich außerhalb des Vakuumgehäuses befindet. Die Lagerung der Welle übernehmen neben Kugellagern häufig Flüssigmetall-Gleitlager.

Mit der klassischen Elektrodynamik war dieses Phänomen nicht erklärbar. Beim Vorbeiflug der Elektronen an den Atomkernen werden diese abgelenkt und gebremst. Dieser Vorgang entspricht einer beschleunigten Bewegung, die nach der klassischen E-Dynamik das Abstrahlen einer elektromagnetischen Welle zur Folge hat. Dabei betrachtet man das Elektron-Kernsystem als zeitlichveränderlichen Dipol. Weil der Abbremsvorgang aber in einer endlichen Zeit und auf einer äußerst kurzen Strecke erfolgt, wird ein impulsartiger kurzer Wellenzug ausgesandt, der sich aus einem Kontinuum aller Wellenlängen $0 < \lambda < \infty$ zusammensetzt. Das widerspricht aber der Beobachtung einer Grenzwellenlänge λ_G . Erst mit Hilfe der Energiequantentheorie (‘Energiepaket’) von Einstein konnte die Existenz von λ_G erklärt werden. Nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung U_{AK} werden die Elektronen im Coulombfeld der Kerne je nach Abstand mehr oder weniger stark abgelenkt und gebremst. Bei einem solchen Prozess geben sie ihre kinetische Energie in Form von Photonen (Lichtquanten) ab, denen je nach Energie eine bestimmte Frequenz $\nu = c/\lambda$ zugeordnet werden kann ($E_{ph} = h\nu = hc/\lambda$). Das geschieht so oft und in so unterschiedlichen Bremsmanövern an verschiedenen Kernen, bis das Elektron seine gesamte Energie abgegeben hat. Deshalb ist der Bereich zu größeren Wellenlängen kontinuierlich. Die Entstehung von λ_G lässt sich als einzigen Bremsvorgang verstehen. Ein Elektron gibt dabei seine kinetische Energie eU_{AK} auf einmal an ein Quant ab. Höhere Quantenenergien bzw. kürzere Wellenlängen können also nicht auf-tauschen. Für eine beliebige Wellenlänge aus dem Bremsspektrum gilt die Ungleichung:

$$\lambda \geq \frac{hc}{eU_{AK}} = \lambda_G.$$

Die Elektronen können beim Eindringen in die Anode aber auch direkt mit den Hüllenelektronen der Atome wechselwirken. Aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit sind sie in der Lage Elektronen aus energetisch tiefliegenden Schalen herauszuschlagen. Da die äußeren Schalen der neutralen Atome aber voll besetzt sind, kann kein Übergang in eine höher Schale stattfinden. Das Atom muss ionisiert werden. Dieser Vorgang funktioniert daher nur bei Elektronen, die eine kinetische Energie mitbringen, die größer gleich als die Ionisierungsenergie der entsprechenden Schale ist, mit der sie gerade wechselwirken. Dieses Phänomen taucht also nur dann auf, wenn die Betriebsspannung einen gewissen Anregungswert übersteigt. Das Loch, welches durch den Stoß in der Schale n zurückbleibt, wird durch ein äußeres Hüllenelektron aus der Schale m gefüllt, da es durch das fehlende Elektron eine veränderte positivere Kernladung spürt. Bei diesem Prozess wird Bindungsenergie frei, die genau der Energiedifferenz $E_n - E_m$ der beiden Schalen entspricht. Diese Bindungsenergie wird in Form eines Röntgenquants

der Energie $E_n - E_m = h\nu$ abgegeben. Es entsteht eine Spektrallinie im Frequenzspektrum.⁶ Da die Schalen und somit die Energiestufen von Element zu Element verschieden sind, sehen die Linien für die Übergänge von m auf n für jedes Element unterschiedlich aus. Die Linien sind also charakteristisch für ein spezielles Material. Aus diesem Grund bezeichnet man diese Art der Röntgenstrahlung als charakteristische Strahlung. Als K-, L-, M-, N-Serie werden dabei die Quanten bezeichnet, die aus Elektronenübergängen stammen, welche in der K-, L-, M-, N- Schale enden. Die Serien bekommen dann zusätzlich noch Indices nach dem griechischen Alphabet zugeordnet, womit die ‚Höhe‘ des Übergangs definiert wird. Geht der Vorgang über eine Schale, so ist der Index ein α , bei zwei Schalen ein β usw.

Abb. 11 zeigt anschaulich ein vereinfachtes Termschema von Wolfram mit einigen Linien.

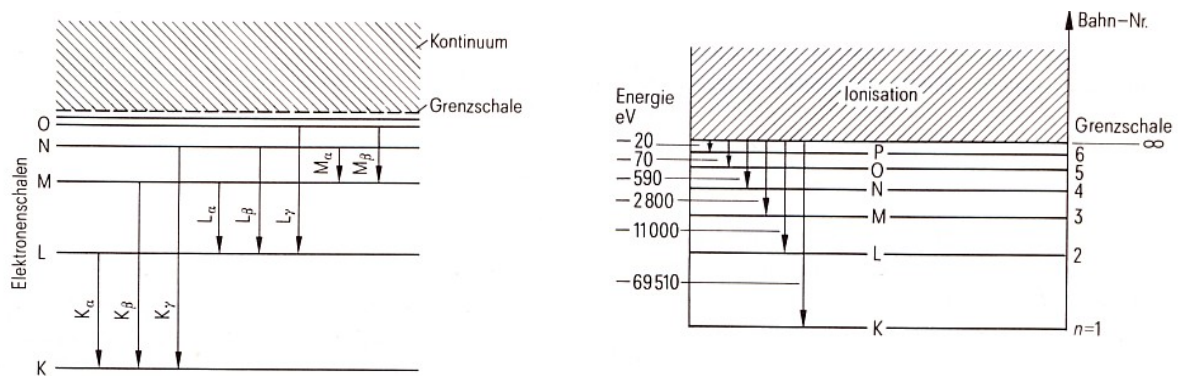


Abb. 11: Vereinfachtes Termschema von Wolfram Quelle: Krestel, 1988

Man beachte auch die niedrigen Bindungsenergien der tiefen Schalen, deren Differenz ja verantwortlich für die hochenergetischen Röntgenquanten ist. Ab einer gewissen Betriebsspannung ist dem Bremsspektrum somit noch das charakteristische Spektrum des Anodenmaterials überlagert.⁷

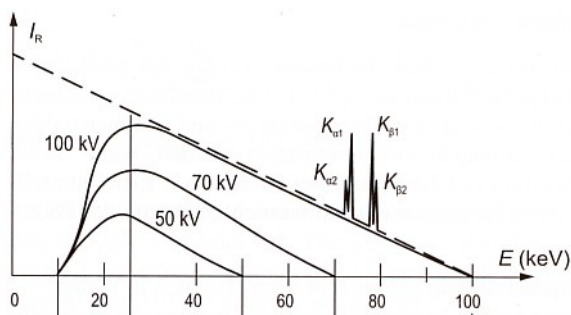


Abb. 12: Brems- und char. Strahlung
Quelle: Hertrich, 2004

⁶ Das Loch in der m-Schale wird wiederum mit einem Elektron aus einer höheren Schale gefüllt usw., so dass noch weitere langwelligere Photonen entstehen.

⁷Das charakteristische Spektrum kann noch weiter in eine Feinstruktur untergliedert werden, wie in Abb. 12 zu sehen. Für die weitere Behandlung des Aufsatzes spielt dieser Effekt aber keine Rolle, deshalb sei diesbezüglich auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen.

In Abb. 12 erkennt man die K_α - und K_β -Linien über dem gefilterten Bremsspektrum aufgetragen, als gemessene Intensität in Abhängigkeit von der Energie bei verschiedenen U_{AK} . Die Filterwirkung entsteht durch Selbstabsorption in der Anode, dem Röhrenglaskolben und eingebauten Filtern, so dass niedrige Quantenenergien gar nicht vorkommen. Ungefiltert (gestrichelt) würden Energien von 150 keV bis Null auftreten. Bei Röhrenspannungen zwischen 70 und 150 kV trägt die Bremsstrahlung mit 80 - 90 % den überwiegenden Teil zur Intensität bei, die Charakteristische nur mit 10 – 20 % (vgl. Hertrich, 2004, S. 25). Außerhalb dieser Grenzen ist der Beitrag der charakteristischen Strahlung zum Strahlungsspektrum gegenüber der Bremsstrahlung vernachlässigbar.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass die Intensität bzw. die Energieflussdichte ($[J/m^2s=W/m^2]$) der Strahlung bzw. der Photonen von folgenden Faktoren beeinflusst wird.

Je größer die Kernladungszahl Z ist, desto größer ist das bremsende Coulombfeld. Somit ist auch die Bremsstrahlerzeugung effizienter. Durch Erhöhung des Röhrenstroms I_R und somit größerer Elektronenzahl kommt es zu einer stromproportionalen Erhöhung des Energieflusses. Bei hohen Spannungen U_{AK} werden alle emittierten Kathodenelektronen zu Anode abgesaugt und dieser Sättigungsstrom ist praktisch nur noch von der Kathodentemperatur abhängig. Die Beschleunigungsspannung verschiebt zum einen die Grenzfrequenz zu höheren Frequenzen, was gleichzeitig die Qualität (Strahlungsenergie, spektrale Zusammensetzung) der Strahlung ‚verbessert‘ und führt andererseits zu größerer Quantität (Quantenausbeute). Für die Energieflussdichte ψ der Strahlung gilt im ungefilterten Fall $\psi \sim Z I_R U_{AK}^2$. Für die spektrale Röntgenstrahlleistung, die ja gerade dem Energiefluss entspricht, kann man $P_R = C Z I_R U_{AK}^2$ mit einer geeigneten Konstante $C = 1,1 \cdot 10^{-9} V^{-1}$ (experimentell) schreiben.

Unter diesen Umständen lässt sich also ein Wirkungsgrad der Röntgenröhre angeben, der allgemein als Verhältnis zwischen Nutzen (P_R) und Aufwand (Röhrenleistung $U_{AK}I_R$) definiert ist. Hier gilt:

$$\eta = \frac{P_R}{U_{AK} I_R} = \frac{C Z I_R U_{AK}^2}{U_{AK} I_R} = C Z U_{AK}$$

Der Wirkungsgrad von Wolfram ($Z = 74$) errechnet sich bei einer Betriebsspannung von 100 kV somit zu 0,8 %. Er ist letztlich nur von der Eindringtiefe in das Material (Röhrenspannung) und der Größe der Bremsfelder (Kernladungszahl) abhängig. Dieser Wert wird nochmals auf ein Zehntel reduziert, da aus dem gesamten Strahlungsfeld nur ein kleiner Anteil als Nutzstrahlenkegel ausgeblendet wird.

1.3.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit Materie

Durchdringt Strahlung homogene Materie der Dicke d und einem Schwächungskoeffizient μ , so wird sie exponentiell geschwächt. Das erkennt man an der Überlegung, dass die Anzahl der Quanten dN , die im infinitesimalen Schichtelement dx mit dem Gewebe wechselwirken direkt proportional zum dort herrschenden Schwächungswert μ und zur einfallenden Anzahl N ist: $dN = -\mu N dx$ (das Minuszeichen kommt durch die Schwächung zustande). Bezeichnet man mit N_0 die auftreffenden Quanten und mit N die nach dem Durchgang gemessenen, so erhält man nach Trennung der Variablen aus der Integration der Gleichung von N_0 nach N bzw. von 0 nach d , das Lambert-Beersche-Schwächungsgesetz $N = N_0 e^{-\mu d}$. Es ist zu beachten, dass diese Gleichung nur für eine bestimmte Quantenenergie gültig ist, da N_0 (vgl. 1.3.1) und μ (siehe weitere Diskussion) energieabhängig sind. Das Schwächungsgesetz muss also noch

über das Energiespektrum integriert werden:
$$N = \int_0^{E_{\max}} N_0(E) e^{-\mu(E)d} dE \quad (*)$$

Der Schwächungskoeffizient ergibt sich als Summe von verschiedenen Einzelprozessen, die in der Materie stattfinden. Im Folgenden soll kurz auf die qualitative Beschreibung der Effekte eingegangen werden.⁸

Zum einen wirkt der Photoeffekt. Trifft ein Photon ein Hüllenelektron der Materie mit einer Energie, die größerer als die Ionisierungsenergie auf der entsprechenden Schale ist, so absorbiert das Elektron das gesamte ‚Energiepaket‘. Das sog. Photoelektron verlässt das Atom mit einer kinetischen Energie, die gerade der Differenz aus Photonenenergie und Bindungsenergie entspricht. Das Atom wird also ionisiert. Die Löcher können wieder, wie oben beschrieben, durch Elektronenübergänge aufgefüllt werden, wobei je nach Energiedifferenz der Schalen entweder elektromagnetische Strahlung der entsprechenden Wellenlänge emittiert wird, oder ein weiteres so genanntes Auger- Elektron aus der Hülle gelöst wird, das die Energiedifferenz aufnimmt. Bei niedrigen Ordnungszahlen Z überwiegt der Auger-Effekt, bei hohen die Strahlenemission.

Zum anderen tritt neben diesem Absorptionsphänomen noch Streuung der Strahlung an den Atomen auf. Dabei unterscheidet man noch einmal die kohärente und inkohärente Streuung. Letztere ist auch unter dem Namen Comptoneffekt bekannt, der bei der Berechnung die Tatsache der Teilcheneigenschaft des Lichtes ausnutzt. Die Bindungsenergie bei Atomen mit kleinem Z und allgemein in äußeren Schalen ist gegenüber der Quantenenergie vernachlässigbar, deshalb kann man die Hüllenelektronen als quasi frei behandeln. Stößt (Teilchenmodell)

⁸ Der Paarbildungseffekt ist in der Röntgendiagnostik von keiner Bedeutung, da die benötigten Energien (mind. 1,022 MeV) für diesen Prozess noch nicht erreicht werden. Er soll nur ergänzend genannt werden. Siehe Fachliteratur.

nun ein Röntgenquant ein Hüllenelektron, so gibt es nicht seine ganze Energie wie beim Photoeffekt ab, sondern nur einen Teil (Impulsübertrag). Es fliegt mit verminderter Energie und somit größerer Wellenlänge unter einem Winkel davon, es wird inkohärent gestreut. Mit dem Impuls- und Energieerhaltungssatz kann man die Streuwinkel bzw. veränderten Energien des gestreuten Photons oder des Compton-Elektrons berechnen.

Bei fester gebundenen Elektronen bzw. niedrigeren Strahlenenergien reicht die Energie nicht aus, um das Atom zu ionisieren. Es tritt Rayleigh-Streuung auf, die nun wieder auf die Welleneigenschaft der Röntgenstrahlen zurückgreift. Sie ist vor allem bei Wellenlängen zu beobachten, die groß im Vergleich zum Atomdurchmesser sind. Die Vorstellung ist dabei, dass das elektromagnetische Feld des Röntgenlichts die Hüllenelektronen zu Schwingungen im Takt des Wechselfelds anregt. Diese schwingenden Dipole senden nun ihrerseits wieder Kugelwellen aus, deren Einhüllende (vektorielle Addition aller Amplituden) die kohärent gestreute Welle ergibt. Bei dieser Form der Streuung ändert sich also nur der Winkel und nicht die Wellenlänge. Im Bereich niedriger Energien überwiegen der Photoeffekt und die kohärente Streuung, bei höheren die Comptonstreuung (vgl. auch Abb.13).

bei E (keV)	Anteile der Quanten-Wechselwirkung in %			
	Absorption	Streuung	Summe	ohne
60	69,9	30,0	99,9	0,1
70	59,8	39,8	99,6	0,4
90	38,0	59,0	97,0	3,0

Abb. 13: zeigt das Verhältnis zwischen Absorption und Streuung bei verschiedenen Quantenenergien.

Quelle: Hertrich, 2004

1.3.3 Vorgänge im menschlichen Körper/Strahlenexposition

Wie stark ein Stoff Strahlung schwächt, hängt logischer Weise von seiner Dichte ab.⁹ Bei einem Stoff sind Dichte ρ und μ somit proportional. Der sog. Massenschwächungskoeffizient μ/ρ ist wesentlich aussagekräftiger als μ . In Abb. 14 sind Massenschwächungskoeffizienten verschiedener Stoffe tabelliert, die sich aus Wechselwirkung mit den Röntgenquanten verschiedener Energie ergeben. In der ersten Zeile fallen die dezimalen Z -Werte der Stoffe auf. Bei diesen Materialien handelt es sich um komplexe chemische Verbindungen, weshalb wegen unterschiedlicher Gewichtungsfaktoren nur ein Effektivwert Z_{eff} angegeben werden kann.

⁹ Je dichter ein Stoff ist, desto schwieriger kann ihn Strahlung durchdringen, da Wechselwirkungen wahrscheinlicher werden.

Materie	Luft	Fett	Plexi- glas	Wasser	Muskel	Knochen	Beryllium Be	Aluminium Al	Eisen Fe	Kupfer Cu	Molybdän Mo	Blei Pb
Z_{eff}	7,64	5,92	7	7,42	7,42	13,8	4	13	26	29	42	82
ρ (g/cm ³)	0,001	0,92	1,18	1,0	1,05	1,92	1,84	2,69	7,87	8,96	10,21	11,34
E (keV)	Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ											
15	1,55	1,50	1,06	1,60	1,60	8,90	0,30	7,80	56,5	73,3	28,0	111
20	0,76	0,76	0,55	0,77	0,80	3,90	0,22	3,40	25,4	33,5	13,0	85,2
30	0,35	0,33	0,30	0,36	0,36	1,30	0,18	1,10	8,10	10,7	28,0	29,9
40	0,24	0,24	0,24	0,26	0,26	0,60	0,16	0,56	3,59	4,80	13,0	14,1
60	0,18	0,18	0,19	0,20	0,20	0,30	0,15	0,27	1,19	1,58	4,25	4,90
80	0,16	0,16	0,17	0,18	0,18	0,20	0,14	0,20	0,59	0,75	1,90	2,40
100	0,15	0,15	0,16	0,17	0,17	0,18	0,13	0,16	0,36	0,45	1,00	5,30

Abb. 14: μ/ρ für versch. Stoff bei unterschiedlichen Photonenenergien

Quelle: Hertrich, 2004

Man erkennt weiterhin, dass die Effektivwerte von Z , die Dichten und somit auch die Massenschwächungskoeffizienten von organischem Gewebe, wie Fett und Muskeln vergleichbar mit Wasser sind. Das liegt daran, dass der Hauptbestandteil des Gewebes Wasser ist. Auch Plexiglas erfüllt diese Eigenschaften recht gut. Beryllium hat wegen seiner kleinen Ordnungszahl nur sehr geringe Absorptionseigenschaften und wird deshalb oft als Strahlenaustrittsfenster in die Röntgenröhren eingebaut. Betrachtet man den μ/ρ -Verlauf von niedrigen zu hohen Energien so sieht man, dass die Schwächung immer geringer, die Durchdringung somit immer größer wird. ‚Weiche‘ Röntgenstrahlung wird also wesentlich stärker absorbiert, als ‚harte‘. Das bedeutet, dass der Schwärzungseffekt der Objekte und der Bildkontrast bei weicher Strahlung wesentlich stärker ist. Knochen können somit gut vom umliegenden Gewebe unterschieden werden (~ 50 kV). Niederenergetische Strahlen sind aber gerade wegen der großen Absorptionsrate hauptsächlich für die Strahlenexposition des Patienten verantwortlich, da hohe Dosen und hohe Expositionszeiten nötig sind. Hartstrahlung hingegen senkt die Strahlenbelastung durch kleinere Dosen und kürzere Belichtungszeiten, die zusätzlich noch den Vorteil der Bewegungsunschärfereduktion mit sich bringen. Allerdings gleichen sich die Schwächungswerte bei hohen Röhrenspannungen immer mehr an, was zur Folge hat, dass der Kontrast zwischen den Materialien abnimmt (siehe Abb. 14). Dieser Effekt wird allerdings bei Lungenaufnahmen ausgenutzt (vgl. Hertrich, 2004, S. 42), da so die Rippen gut ‚durchstrahlt‘ werden (~ 125 kV).

Um die Strahlenbelastung des Patienten zu reduzieren und die Strahlenqualität zu verbessern, werden daher Filter aus Aluminium oder Kupfer (siehe Abb. 14) an die Röntgenröhre angeschlossen, welche die weiche Strahlung absorbieren. Technische Richtlinien schreiben eine

Mindestfilterung mit 2,5 mm dickem Aluminium im medizinischen Bereich vor (vgl. Löster, 1989, S. 8). Blei ($Z = 82$) bietet den größten Schutz und bildet deshalb auch den Schutzmantel um die Röntgenröhre, der den Austritt der Strahlung in ungewünschte Richtungen unterbindet und es wird in die Strahlenschutzkleidung eingesetzt.

Wie schon öfters erwähnt, handelt es sich bei Röntgenstrahlung um ionisierende Strahlung. Es treten die unter 1.3.2 beschriebenen Phänomene auf. Wird ein Röntgenquant absorbiert, geht die dabei freiwerdende Energie auf den Körper über. Durch die Ionisation werden dadurch Molekülbindungen aufgebrochen und somit Körperzellen vernichtet oder in ihrer Funktionsweise gestört. Somit entstehen Veränderungen in der Zellsubstanz, die ungewünschte oder schädliche Reaktionen hervorrufen. Die Zelle kann darüber hinaus nicht mehr ihrer eigentlichen Funktion nachgehen.

Prinzipiell lassen sich zwei Gruppen von Strahlungsschäden beim Organismus festlegen. Zur Veränderung an der funktionstragenden Struktur der Zellen zählen zum einen die Frühschäden, wie z.B. die Strahlenkrankheit oder das Erythem (Hautrötung), zum anderen Spätschäden, wie Veränderungen in der Gewebestruktur oder Augenlinsentrübungen. Diese Schäden treten aber erst bei einer relativ hohen Strahlenmenge über einem gewissen Grenzwert auf, der aber bei der Röntgendiagnostik nicht überschritten wird. Stochastische (zufallsbedingte) Schäden hingegen haben keinen festgelegten Schwellenwert. Hierbei treten Veränderungen in den Erbanlagen auf, die zu genetischen Schäden, Erbkrankheiten und Missbildungen der Nachkommen führen, sowie Leukämie und Krebse auslösen können. Die Strahlung greift dabei direkt die erbtragenden Strukturen wie die DNS (Desoxyribonukleinsäure) an und bewirkt somit Veränderungen oder Mutationen der Erbsubstanz.

Die Strahlenwirkung auf den Menschen wird durch verschiedene Dosisbegriffe beschrieben. Die Energiedosis beschreibt die pro Kilogramm deponierte Energie im Organismus (Messung in $\text{J/kg} = \text{Gray}$). Die Äquivalentdosis hingegen ist ein Maß für die biologische Wirkung am Menschen (Einheit: $\text{J/kg} = \text{Sievert Sv}$). Die effektive Dosis ist ein Maß für das Risiko, dass der Patient durch eine Untersuchung eingeht (Messung in $\text{J/kg} = \text{Sv}$), betrachtet also die Äquivalentdosen einzelner Organe im Hinblick auf Krebs oder Genschäden.

In Abbildung 15 sind Dosiswerte für Messungen an verschiedenen Körperregionen aufgetragen. Der obere Kasten bezieht sich auf ein herkömmliches Röntgengerät, der untere auf ein CT-Gerät. Bei den Lungen- bzw. Beckenaufnahmen erkennt man deutlich den Unterschied der verabreichten Dosen zwischen einer normaler Röntgenaufnahme und einer CT-Aufnahme. Die Dosiswerte fallen bei den CT-Untersuchungen wegen den längeren Messzyklen wesentlich höher aus. Hält man sich vor Augen, dass die jährliche Dosis der natürlichen Strahlung

nur bei 2,4 mSv liegt, sieht man gut die hohe Strahlenexposition des Patienten durch eine CT. Die zivilisatorische Strahlenexposition der Bevölkerung wird zu mehr als 90 % durch die diagnostische Röntgenmedizin hervorgerufen (vgl. Löster, 1989, S. 8).

Untersuchungsort	effektive Dosis
Lungenaufnahme	≈ 0,1 mSv
Thoraxdurchleuchtung	≈ 3 mSv
Beckenaufnahme	≈ 1 mSv
Pyelogramm (Untersuchung des Nierenbeckens)	≈ 3 mSv
Skelettstatus	≈ 3 mSv
Angiocardiographie	≈ 20 mSv
Angiographie der Nierenarterien	≈ 5 mSv

Untersuchungsart	effektive Dosis
CT Lunge	10–20 mSv
CT Becken	20–30 mSv
CT Schädel	6–12 mSv
DSA Lunge	≈ 3 mSv

Abb. 15: Effektive Dosis je nach Untersuchungsart

Quelle: Löster, 1989

Zusammenfassend kann man also sagen, dass die Strahlenbelastung eines Patienten von sehr vielen Faktoren beeinflusst wird. Zum einen bestimmen die Parameter der Röntgeneinrichtung, wie Röhrenspannung, Röhrenstrom, Belichtungszeit, Dicke der Filter, Abstand zwischen Fokus und Patient und das bildgebende System die Strahlendosen. Zum anderen wirken sich die Dicke/Größe und die untersuchte Region, also Einflussfaktoren des Patienten auf die Strahlendosis aus. Parameter, die der Arzt beeinflusst, sind die Art des Untersuchungsverfahrens, notwendige kV-Zahl, um das Bild entsprechend gut zu interpretieren, und die Größe des Strahlenfeldes.

Im Allgemeinen muss es das Bestreben eines strahlenschutzbewussten Arztes sein, einen geeigneten Mittelweg zwischen ausreichender Bildqualität und niedriger Strahlenbelastung zu finden.

1.3.4 Detektion der Strahlung

Die Aufgabe des Detektorsystems ist es, die ankommenden ‚signaltragenden‘ Röntgenstrahlen in elektrische Signale umzuwandeln. An die Detektoren werden deswegen große Anforderungen gestellt. Sie müssen gute Absorptionseigenschaften, einen hohen Wirkungsgrad in Bezug auf die Umsetzung in elektrische Signale haben, sowie monoton, stabil und in einem großen Dynamikbereich arbeiten, vor allem aber kurze Abklingzeiten haben - ein Vorteil bei sehr kurzen Scanzeiten. Ganz wichtig ist die lineare Abhängigkeit zwischen Dosisrate und elektrischem Signal. Bei Fächerstrahlgeräten sind möglichst viele Detektorelemente neben-

einander oder sogar mehrzeilig angeordnet, um zum einen Strahlungsverluste klein zu halten und zum anderen möglichst viele Elemente pro Raumwinkel anzuordnen, wodurch die Ortsauflösung des Systems gesteigert wird. Anwendung finden heute vor allem zwei Systeme, die kurz erläutert werden sollen. Häufig werden wegen ihrer kurzen Abklingzeiten und kleinen Abmessungen Szintillationsdetektoren verwendet.

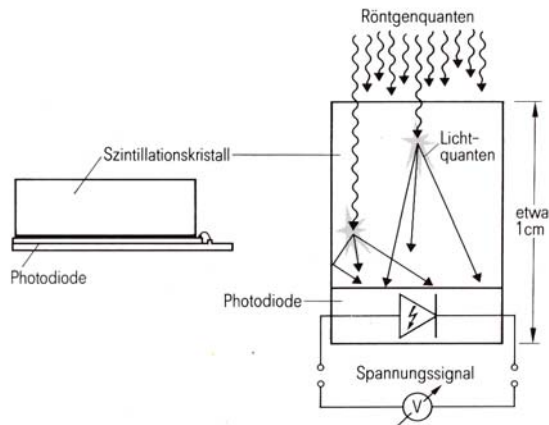


Abb. 16: Prinzip eines Szintillationsdetektors

Quelle: Krestel, 1988

Ihre Wirkung beruht darauf, dass Teilchen ausreichend hoher Energie beim Auftreffen auf den Szintillationskristall Leuchterscheinungen (so genannte Szintillationen) hervorrufen (Abb. 16). Ein Röntgenquant kann im Szintillator seine gesamte Energie oder einen Teil davon auf ein Elektron übertragen. Dieses Elektron verliert seine Energie, indem es im Szintillator entlang seiner Bahn andere Elektronen in energetisch höhere Zustände hebt. Diese Anregungen werden durch Emission von Photonen niedrigerer Energie (für die der Szintillator ‚durchsichtig‘ ist) wieder abgebaut. Um für den Messprozess nicht verloren zu gehen, sind Reflektoren an den Wänden angebracht. Die Lichtteilchen gelangen auf eine Photodiode, in der sie einen der Strahlenintensität proportionalen Strom auslösen (vgl. Kap. III 1.3). Über die angeschlossene Schaltelektronik wird das Signal verstärkt und dem Computer zugeführt. Die szintillierenden Materialien sind z.B. Cadmium-Wolframat (CdWO_4), Sinterkeramiken, wie Gadoliniumoxysulfid ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$) bzw. allgemein Materialien auf Basis der Seltenen Erden. Aufgrund ihrer hohen Ordnungszahl und der hohen Dichten haben sie große Detektionswahrscheinlichkeiten (hohe Absorptionskoeffizienten). Allerdings handelt es sich um einen Zwei-Stufen-Prozess, was immer zu unerwünschten Verlusten führt. Deshalb werden an die Kontakttechnologie zwischen Szintillator und Photodiode große Ansprüche gestellt.

Ein direkter Nachweis der Strahlung ist mit dem Xenongas-Detektor gefunden. In Abb. 17 wird das Funktionsprinzip einer solchen Ionisationskammer demonstriert. Um gleiche Grö-

Benordnungen in der Effizienz wie beim Szintillationsdetektor zu erreichen, muss eine Kamertiefe von 8 - 10 cm verwendet werden und zusätzlich ein sehr hoher Druck (250 kPa) herrschen. Die Röntgenstrahlung ionisiert die Gasatome, wodurch freie Elektronen und positive Xenonionen entstehen, die über Hochspannungselektroden abgesaugt werden. Gasdetektoren zeichnen sich durch sehr kurze Abklingzeiten aus, was eine Voraussetzung für Sub-Sekunden-Scanning ist. Die elektrischen Signale eines jeden Detektorelements, die wiederum proportional zur Strahlungsintensität sind, werden einem eigenen Messkanal zugeordnet und mit Hilfe von Verstärkern und eines Analog-Digital-Wandlers in computergerechte Signale konvertiert.

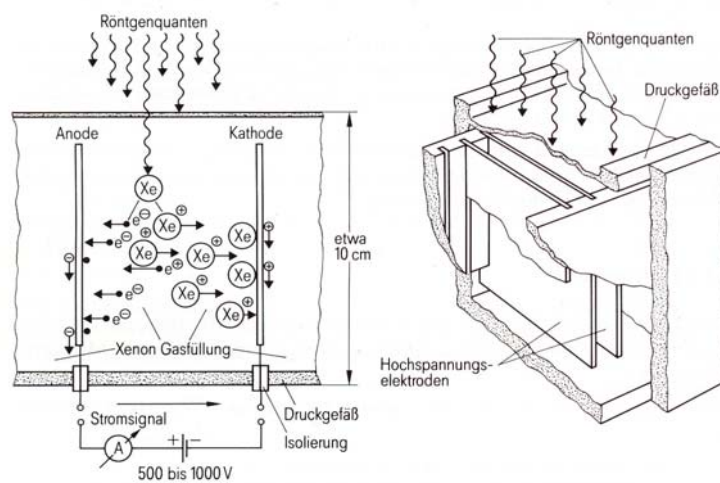


Abb. 17: Xenongas- Ionisationskammer

Quelle: Krestel, 1988

1.3.5 Prinzipien der Bildrekonstruktion

In diesem Kapitel sollen einige Bildrekonstruktionsverfahren vorgestellt werden, mit deren Hilfe der Computer die Messdaten in verwertbare Daten für die Bildentstehung umrechnet.¹⁰ Algebraische Verfahren versuchen, wie schon in 1.2 beschrieben durch Lösen von Gleichungssystemen μ zu bestimmen. Diese Art der Rekonstruktion wurde aber nur in den Anfängen der CT verwendet und ist heute durch das Prinzip der Rückprojektion abgelöst worden. Dieses Prinzip soll im Folgenden genauer am Beispiel der Parallelstrahlmethode betrachtet werden, da daraus bereits das Wesentliche abgeleitet werden kann. Die Erweiterung zu Fächerstrahlenanordnungen erfordert noch weitere Koordinatentransformationen. Der Mathematiker J. Radon hat bereits schon 1917 in seinen Arbeiten gezeigt, dass sich ein zwei- oder dreidimensionales Objekt eindeutig aus einer unendlichen Anzahl von Projektionen rekon-

¹⁰ Die hier beschriebenen Prinzipien können ausführlich in Krestel, Buzug und Gudden et al. nachgelesen werden.

struieren lässt,¹¹ nichtahnend, welche Auswirkungen seine Berechnungen für die CT haben würden.

In Abb. 18 ist das Parallelstrahlprinzip geometrisch dargestellt. Der Patientenkopf liegt in einem festen Koordinatensystem (x,y) . Die Gantry ist an ein um den Winkel γ gedrehtes Koordinatensystem (ξ,η) gebunden, das von den Einheitsvektoren \mathbf{e}_ξ und \mathbf{e}_η aufgespannt wird. Sie führt ihre Abtastbewegung in ξ -Richtung aus. Die Röhre emittiert dabei Quanten der Intensität I_0 , die nach Durchgang durch den Kopf die geschwächte Intensität $I(\gamma,\xi)$ haben.

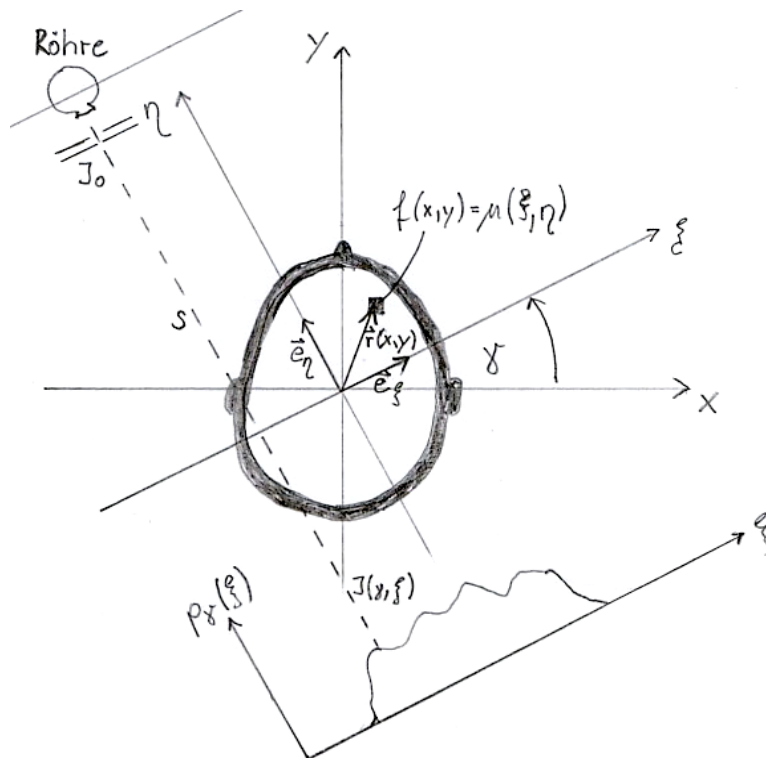


Abb. 18: Koordinatensysteme in der Schnittebene

Quelle: eigene Erstellung

Die in 1.3.2 hergeleitete Lambert-Beersche-Schwächungsgleichung gilt offensichtlich auch für die Intensitäten. Allerdings müssen wir beachten, dass wir kein homogenes Material vorliegen haben, sondern inhomogenes Gewebe. Deshalb muss man die ungekannten Schwächungskoeffizienten μ entlang der vom Röntgenstrahl durchlaufenen Strecke s ‚aufsummieren‘, so dass sich die detektierte Intensität zu $I = I(\gamma, \xi) = I_0 e^{-\int_0^s \mu(\xi, \eta) d\eta}$ ergibt.¹²

¹¹ Da man in der CT aber wegen der Geometrie der Anordnung sowieso nicht beliebig feine Strukturen abbilden kann, reicht auch eine endliche Anzahl an Projektionen. Dennoch können heutzutage schon Details von der Größenordnung $100 \mu\text{m}$ aufgelöst werden.

¹² Der Schwächungskoeffizient wird für die Berechnung als energieunabhängig angenommen (vgl. 1.3.2 und 1.3.7).

Durch Logarithmieren erhält man das so genannte Projektionsintegral

$$p_\gamma(\xi) = \ln \frac{I_0}{I(\gamma, \xi)} = \int_0^s \mu(\xi, \eta) d\eta \quad (\text{Radon-Transformierte}),$$

welches durch das logarithmierte

Verhältnis der gemessenen Intensitäten festgelegt ist. Die Grenzen des Integrals können auch von $-\infty$ bis ∞ geschrieben werden, da μ außerhalb des Körpers keine Schwächung stattfindet. Mit Hilfe von $\xi(x,y) = x \cos\gamma + y \sin\gamma = \mathbf{r}^T \cdot \mathbf{e}_\xi$ und $\eta(x,y) = -x \sin\gamma + y \cos\gamma = \mathbf{r}^T \cdot \mathbf{e}_\eta$ lassen sich die Koordinatensysteme ineinander umschreiben. Der Schwächungskoeffizient $f(x,y)$ an einem Punkt \mathbf{r} im (x,y) -System ist somit verständlicher Weise physikalisch gesehen gleich dem Schwächungskoeffizienten $\mu(\xi(x,y), \eta(x,y))$ an diesem Punkt im (ξ, η) -System. Die Aufgabe des Computers ist es nun aus den eindimensionalen Projektionsdaten $p_\gamma(\xi)$ die zweidimensionale Verteilung der Schwächungswerte $f(x,y) = \mu(\xi, \eta)$ zu finden, also die Radon-transformierte nach μ aufzulösen.

Um das Prinzip der Rückprojektion und der Bildrekonstruktion zu verstehen, wird folgender Gedankengang geführt. Man stelle sich ein Objekt vor, aus dem nur ein einzelnes Element P die Strahlung bei einer linearen Abtastung schwächt (Abb.19 a).

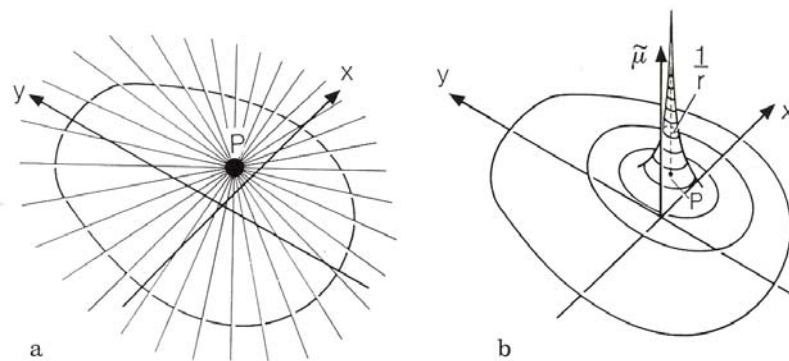


Abb. 19: Entstehung des Punktbildes mit $1/r$ -Form bei einfacher Rückprojektion, wobei \mathbf{r} der Abstand eines beliebigen Punktes zum Objektpunkt P darstellt.

Quelle: Gudden et al., 1992

Man hat kein Wissen darüber, welches Element im Strahlenweg die Schwächung verursacht, deshalb verteilt/rückprojiziert man in erster Näherung den Messwert gleichmäßig auf alle Elemente der Strahlengerade. Der Vorgang der Rückprojektion geschieht in einem zweidimensionalen Speichermedium, dessen Speicherzellenanordnung mit der vorgegebenen Bildaufteilung in kleine Pixel übereinstimmt. In jede Zelle entlang des Strahlenwegs wird also der Messwert eingetragen. Anschließend überlagert man alle Projektionen aus den verschiedenen Richtungen nach Radons Vorschlag (Abb. 19 a). Anders formuliert könnte man die Rückprojektion auch so beschreiben: $p_\gamma(\xi) = p_\gamma(\mathbf{r}^T \cdot \mathbf{e}_\xi)$ ändert sich nur in Abtastrichtung \mathbf{e}_ξ und nicht in Strahl-

richtung \mathbf{e}_η . Aus diesem Grund kann man sich die Ortsfunktion $p_\gamma(\xi)$ als Streifenbild aus parallelen Geraden veranschaulichen, das bei einer linearen Abtastung entsteht. In Abb. 19 a ist für jede Projektionsrichtung aus diesem Streifenbild jeweils der Streifen eingezeichnet, der den Punkt P schneidet.

Der signalerzeugende Punkt P wird durch den Schnittpunkt der Geraden konstanter μ -Belegung eindeutig festgelegt, jedoch nicht die Verteilung der Messwerte über die Fläche. (Naiv-)intuitiv könnte man nämlich annehmen, dass das Integral von 0 bis zu 180° über alle

Projektionen das zu rekonstruierende Bild $\tilde{\mu}(x, y) = \int_0^\pi p_\gamma(\xi) d\gamma$ liefert.¹³ Das ist allerdings

nicht der Fall. In realen Systemen ist das Bild einer punktförmigen Anregung nicht mehr punktförmig. Dieses Phänomen hängt mit optischen und elektrischen Unvollkommenheiten des Systems zusammen (vgl. Gudden et al., 1992, S. 201). Es entsteht ein verschmiertes Bild um den Objektpunkt herum und dadurch ein unscharfes Bild. Denn durch diese ‚Rückverschmierung‘ von $p_\gamma(\xi)$ existieren auch Beiträge, die außerhalb des Bildes von P liegen. $p_\gamma(\xi)$ besitzt nur positive Werte, die sich bei der Überlagerung addieren. In der Nähe von P werden die Speicherzellen stärker belegt als entfernte, denn die Liniendichte der Strahlgeraden und somit die Anzahl der ‚datenträgenden‘ Zellen nimmt mit steigendem r nach außen hin ab. Die additive Überlagerung der Messgeraden führt somit zu einer Belegung des Speichers, die mit $1/r$ von P abfällt, was daran erkenntlich ist, dass die Anzahl aller Geraden, die konzentrische Kreise mit Radius r um P schneiden, immer konstant ist. Es wird kein ‚Turm‘ an P gebildet, der sich einzig aus der Summe der Schnittpunktswerte zusammensetzt, sondern ein verwuschener ‚Piek‘ (Abb. 19 b, Abb. 20). Das Bild $\tilde{\mu}$ stellt somit eine $1/r$ -Funktion dar, die noch mit dem Schwächungswert μ an der Stelle bewertet werden muss. Mathematisch wird diese Bewertung durch eine Faltung zwischen μ und $1/r$ beschrieben. Aufgrund der Verschmierung ist dieses Verfahren diagnostisch praktisch wertlos, da sich durch die Verschmierung weder Feinstrukturen noch Kontrastunterschiede erkennen lassen. Man nennt das Verfahren ungefilterte Rückprojektion.

Eine Methode, die dieses Problem umgeht, ist die so genannte gefilterte Rückprojektion, die etwas genauer beschrieben werden soll (vgl. hierzu Buzug, 2004, S. 107 - 147). Wendet man

auf eine Funktion $f(\mathbf{r})$ eine Fouriertransformation $F(\bar{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\bar{r}) e^{-2\pi i \bar{q} \bar{r}} d\bar{r}$ an,¹⁴ so gelangt

¹³ Auf dimensionsbehaftete Konstanten sei verzichtet.

¹⁴ Die Fouriertransformation nutzt aus, dass sich jede Funktion f als Überlagerung von harmonischen Funktionen beschreiben lässt.

man vom Ortsraum (x,y) in den Frequenz- oder Fourierraum (u,v) , worin ein Punkt (Vektor) \mathbf{q} als Ortsfrequenz bezeichnet wird. Wenn man nun genügend Projektionen aus verschiedenen Winkeln gesammelt hat, so dass der Ortsfrequenzraum (u,v) dicht mit Daten gefüllt werden kann, ist man in der Lage durch inverse Fouriertransformation die Schwächungswerte $f(x,y)$ zu rekonstruieren.

Bei der gefilterten Rückprojektion versucht man direkt aus den Projektionen die Schwächungswerte $f(x,y)$ zu gewinnen. Dabei hilft das Fourier-Slice-Theorem (FST), welches besagt, dass die in Polarkoordinaten geschriebene Fouriertransformierte $F(q\cos\gamma, q\sin\gamma)$ der

Funktion $f(x,y)$ gleich der Fouriertransformierten $P_\gamma(q) = \int_{-\infty}^{\infty} p_\gamma(\xi) e^{-2\pi i q \xi} d\xi$ von $p_\gamma(\xi)$ ist.

Schreibt man die inverse Fouriertransformation von $F(u,v)$ in Polarkoordinaten mit $u = q\cos\gamma$ und $v = q\sin\gamma$, so erhält man:¹⁵

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{2\pi i(xu+yv)} dudv = \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(q \cos \gamma, q \sin \gamma) e^{2\pi i(x \cos \gamma + y \sin \gamma) q} dq d\gamma .$$

Das äußere Integral kann in zwei Teile aufgespaltet werden, die über $\gamma = [0,\pi]$ und $\gamma = [\pi,2\pi]$ integriert werden. Die Verschiebung des Winkelbereichs des zweiten Terms um π gegenüber dem Ersten kann man ins Argument ziehen, womit man

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(q, \gamma) e^{2\pi i q(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} dq d\gamma + \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(q, \gamma + \pi) e^{2\pi i q(x \cos(\gamma+\pi) + y \sin(\gamma+\pi))} dq d\gamma$$

errechnet. Nutzt man die Symmetrieeigenschaften der Fouriertransformation

$$\text{Re} \{F(q, \gamma)\} \equiv \text{Re} \{F(-q, \gamma+\pi)\} = \text{Re} \{F(-q, \gamma)\} \equiv \text{Re} \{F(q, \gamma + \pi)\} \text{ und}$$

$$\text{Im} \{F(q, \gamma)\} \equiv \text{Im} \{F(-q, \gamma+\pi)\} = -\text{Im} \{F(-q, \gamma)\} \equiv -\text{Im} \{F(q, \gamma+\pi)\} \text{ folgt}$$

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(q, \gamma) e^{2\pi i q(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} |q| dq d\gamma = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_\gamma(q) e^{2\pi i q \xi} |q| dq d\gamma ,$$

wobei zum letzten Schritt das FST und $\xi = x\cos\gamma + y\sin\gamma$ angewandt wurde.

$h_\gamma(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\gamma(q) e^{2\pi i q \xi} |q| dq d\gamma$ wird als gefilterte Projektion von $p_\gamma(\xi)$ bezeichnet, die eigent-

lich nur durch Multiplikation der inversen Fouriertransformation von $P_\gamma(q)$ mit $|q|$ im Frequenzraum entsteht. Die Multiplikation bewirkt eine Hochpassfilterung von $P_\gamma(q)$, da durch

¹⁵ Bei dem Koordinatenwechsel muss man $dudv$ durch $Jdq d\gamma$ ersetzen, wobei J die Jakobi-Determinante darstellt und in Polarkoordinaten gerade q ergibt.

den linearen Anstieg das Spektrum von $P_\gamma(q)$ bei höheren Ortsfrequenzen stärker gewichtet wird als bei niedrigeren, womit die Verwischung vor allem im Nahbereich kompensiert wird (siehe Abb. 20).

Mit $f(x, y) = \int_0^\pi h_\gamma(\xi) d\gamma$ hat man also einen Weg gefunden, die Schwächungswerte direkt aus

den Projektionsdaten zu gewinnen. In Abb. 20 wird ein Quadrat homogener Schwächung in einer 256 x 256-Matrix durch die ungefilterte Rückprojektion (links) in Gegenüberstellung

zur gefilterten Rückprojektionen (rechts) rekonstruiert. Von oben nach unten nimmt die Anzahl der Projektionen N_p von 1, 3 über 10 bis 180 zu. Schon beim ersten Bild erkennt man die Wirkung der Filterung, da sie auch negative Werte zulässt. Nach 3 Abtastungen fallen bei der ungefilterten Methode bereits Bildanteile auf, die sich außerhalb des Ursprungsobjektes befinden, weil die Werte nur positiv sind. Bereits bei 10 Projektionsrichtungen erkennt man rechts scharfe Umrisse eines Turms, wohingegen sich links immer mehr die $1/r$ -Abhängigkeit abzeichnet. Im letzten Bild nach 180° -Rotation sieht man klar den Unterschied zwischen gefilterter und ungefilterter Rückprojektion.

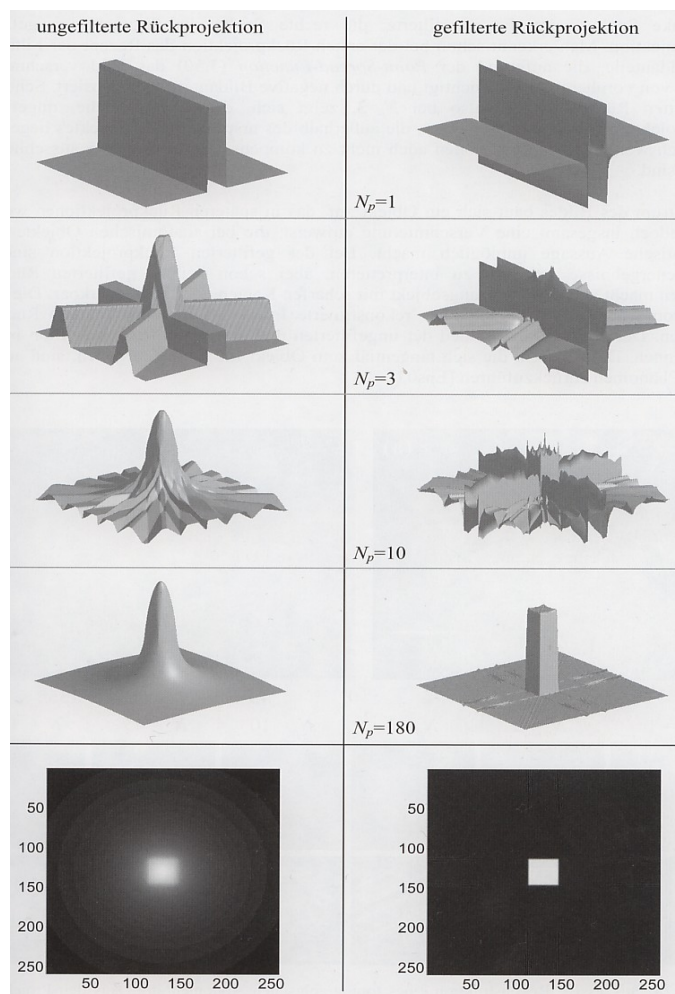


Abb. 20: Vergleich ungefilterter und gefilterter Rückprojektion

Quelle: Buzug, 2004

Auch die ungefilterte Rückprojektion kann noch nachträglich gefiltert werden, indem man mit Fourier-Bessel-Transformationen nach f auflöst. Der Nachteil ist, dass die Rechnung erst beginnen kann, wenn alle Messwerte vorliegen. Um die Verschmierungen jedoch von vornherein zu vermeiden, werden die Projektionen $p_\gamma(\xi)$ vor der Überlagerung mit einer geeigneten Filterfunktion (Faltungskern) gefaltet. In Abb. 21 ist veranschaulicht, wie eine solche Faltung wirkt. Die rückprojizierten Werte entlang der Strahlengeraden/Balken werden so abgeändert,

dass links und rechts von ihr negative Werte entstehen. Der Kern in Abb. 21 setzt sich vereinfacht nur aus den Werten 1, $-1/2$ und 0 zusammen. Die Breite der Werte 1 und $-1/2$ ist genau die Breite des Röntgenstrahlbündels (= Breite einer Strahlgerade).

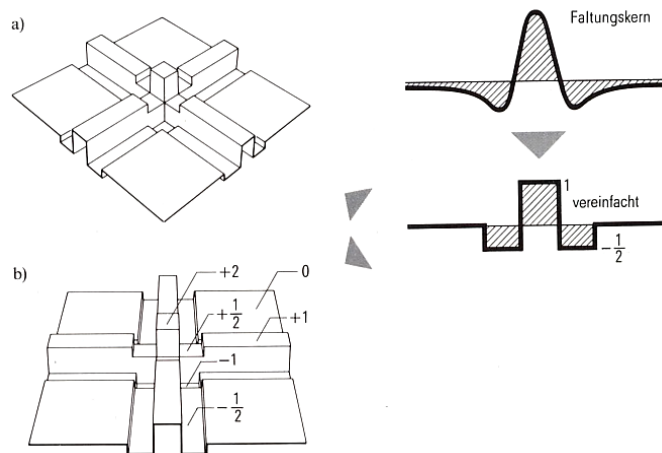


Abb. 21: Die Methode des Faltungsverfahrens

Quelle: Krestel, 1988

Bei Überlagerung mit der gefalteten 90° -Projektion ergibt sich das Bild 21 b mit einem Turm der Höhe 2 am absorbierenden Punkt und einem negativen Begleiter von -1 . Denkt man sich noch zwei weitere aus 45° und 135° addiert, wächst der Turm auf die Höhe 4 und die Gräben links und rechts davon werden teilweise gefüllt. Das Verhältnis zwischen Signal und Störung wird verbessert, oder anders formuliert, der Kontrast nimmt zu. Mit steigender Überlagerung werden allmählich die positiven Balken durch die negativen Begleiter der Nachbarbalken kompensiert. Je mehr gefaltete Projektionen dazu kommen, desto mehr wird der Bereich um den Bildpunkt eingeebnet und desto höher und runder wird der Zentralpeak. Schmäler wird er nicht mehr. Seine Breite wird maßgeblich von der Breite des Röntgenstrahls bestimmt, ist letztlich also abhängig von der Detektorbreite und dem Röhrenfokus. Aus diesem Grund muss der Brennpunkt in der Anode so klein wie möglich gehalten werden, da er die Bildschärfe stark beeinflusst. Nach Überlagerung aller modifizierten Projektionen ergibt sich das korrekte Abbild, die $1/r$ -Verwischung ist entfaltet. Die beiden wichtigsten Filterfunktionen, die in der Praxis Verwendung finden, sind der Shepp-Logan- und der Ramachandran-Lakshaminarayanan-Kern. Diese Methode wird deshalb auch Faltungsverfahren genannt. Im Endeffekt entspricht die Faltung genau der Filterung im Frequenzraum. Sie ist nur die Formulierung im Ortsraum. Diese und andere Prinzipien, sowie die komplizierte technische Realisierung (Buzug, 2004, Kap. 6) können genauer in der angegebenen Fachliteratur nachgelesen werden.

Bei den modernen Computertomographen hat sich heutzutage das Prinzip der gefilterten Rückprojektion bzw. das Faltungsverfahren durchgesetzt, da die Daten bereits während der Messung verarbeitet werden können, so dass für den Arzt keine Wartezeiten mehr entstehen. Die Datenberechnung erfolgt dabei nach dem sog. Pipelineverfahren. Während die i -te Projektion gerade digitalisiert und zum Rechner übermittelt wird, wird die $(i-1)$ -te nötigen Vorverarbeitungsschritten, wie Kalibrierung und Normierung unterworfen. Die $(i-2)$ -te Projektion wird währenddessen gefaltet und ihr Vorgänger bereits rückprojiziert.

Abb. 22 zeigt noch einmal schrittweise ($N_p = \{1, 2, 3, 10, 45, 180\}$) die Bildentstehung durch gefilterte Rückprojektion für ein reales Abdomentomogramm. Man sieht sehr gut, wie sich das Bild sukzessive aus den einzelnen Projektionen zusammenbaut. Der dunkle Fleck oben links ist bereits nach 2, aber spätestens nach 3 Projektionen deutlich zu erkennen und zu lokalisieren.

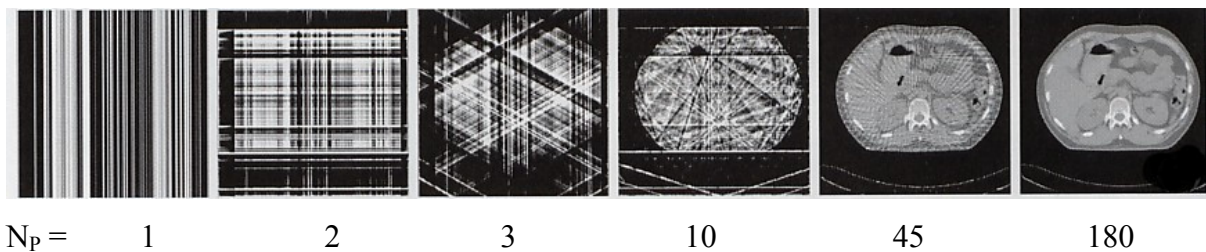


Abb. 22: Gefilterte Rückprojektion nach 1, 2, 3, 10, 45 und 180 Projektionen

Quelle: Buzug, 2004

1.3.6 Bilddarstellung

Der Computer hat nun mit den oben geschriebenen Verfahren den Absorptionskoeffizienten für jedes Voxel der Schicht bestimmt. Die Größe μ ist, wie in 1.3.2 gezeigt, stark abhängig von der Strahlungsenergie. Um die Vergleichbarkeit der Messungen zu garantieren, die mit verschiedenen Geräten gemacht wurden, die ja nicht exakt mit der gleichen Strahlung arbeiten können, hat Hounsfield zugleich mit der Entwicklung der CT eine nützliche Darstellung der μ -Werte angegeben. Da Wasser dem Gewebe strahlenphysikalisch sehr ähnlich ist (siehe

Abb. 14), gibt man eine relative Abweichung $\mu_{rel} = 1000 \frac{\mu_{mess} - \mu_{Wasser}}{\mu_{Wasser}}$ an (CT-Werte). Was-

ser hat also den CT-Wert 0 HU (Hounsfield Units), Luft -1000 HU, während Knochen bis zu 3000 HU gehen (Abb. 23). Die meisten Organe liegen im Bereich von -80 bis +80 HU. Die CT-Werte bekommen auf einer Schwarz-Weiß-Skala jeweils einen Grauwert zugeordnet.

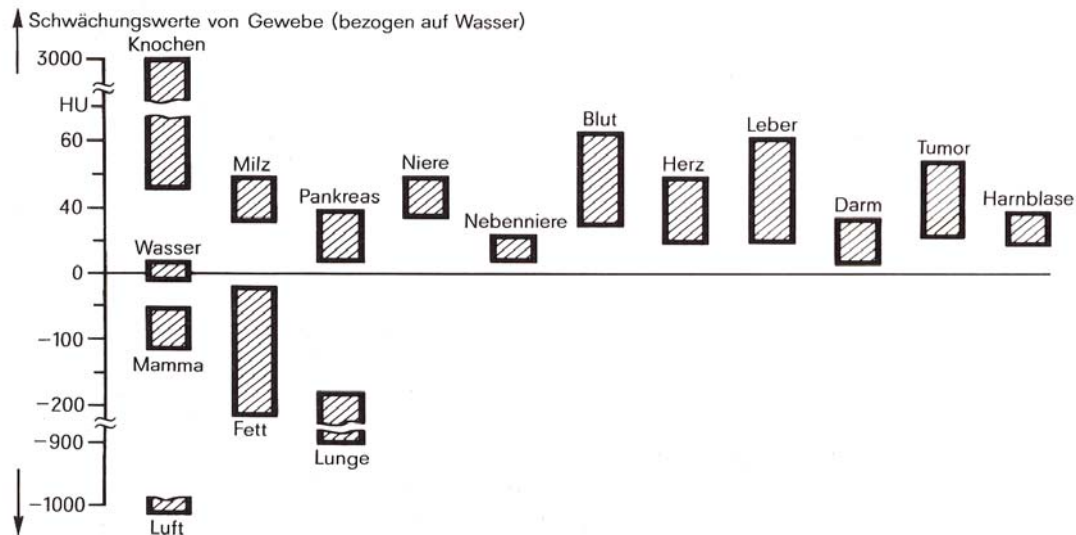


Abb. 23: Schwächungswerte von Gewebe bezogen auf Wasser

Quelle: Krestel, 1988

Vom Bildsichtgerät (Fernseher) können aber höchstens 100 Graustufen, vom Auge manchmal nicht mehr als 30 aufgelöst werden. Meistens interessiert den Arzt aber sowieso nur ein kleiner Ausschnitt aus diesem Wertebereich, in dem sich die CT-Werte nur um 20 HU unterscheiden. Man benutzt deshalb eine Fenstertechnik, bei der der interessante Ausschnitt aus der CT-Werteskala ausgewählt und über die gesamte Grauskala aufgespreizt wird (vgl. Krestel, 1988, Kap. 8.2.1). So kann der Arzt auch kleine Absorptionsunterschiede erkennen und diagnostizieren. Da stark absorbierende Schichten bei herkömmlichen Aufnahmen hell erscheinen, hat man dieses Prinzip auch in der CT beibehalten.

Hat man mehrere Aufnahmen von übereinander liegenden Schichten gemacht und stapelt sie passend übereinander oder betreibt man Spiral-CT bzw. Kegelstrahl-CT, so ist es mit Hilfe spezieller Computerprogramme sogar möglich dreidimensionale Bilder zu erzeugen. Aus dem Datenvolumen kann der Computer aus den CT-Werten dann Voxel für Voxel für jede Projektionsrichtung räumliche Bilder rekonstruieren. Das setzt man u.a. in der operativen Planung ein und kann Strukturen wie z.B. das Skelett oder mit Kontrastmittel gefüllte Gefäße von der Umgebung abheben.

1.3.7 Artefakte

Bildfehler, die durch die Art der Rekonstruktion, der Messanordnung oder dem Einsatz spezieller Technologien entstehen, heißen Artefakte. Aufgrund des Rückprojektionsprinzips werden die Fehler über das gesamte Bild verteilt, wodurch die Bildqualität und somit der diagnostische Wert leidet. Das kann bis zur Unbrauchbarkeit der Bilder führen. Die Kenntnis über die

Ursachen ist der Schlüssel zur Behebung der Bildfehler. Metallartefakte treten bei Implantaten oder allgemein durch hoch absorbierende Stoffe auf. Streustrahlungsartefakte versucht man durch geeignete Kollimatoren, die vor die Detektoren befestigt werden, zu minimieren. Weitere Bildfehler sind Abtastartefakte (Aliasing), Partialvolumenartefakte, elektronische Artefakte und die oben schon erwähnten Bewegungsartefakte (vgl. Buzug, 2004, Kap. 8.5 - 8.6). Auf das Aufhärtungsartefakt soll näher eingegangen werden. Die Ausgangsposition für

das Rekonstruktionsverfahren ist das Projektionsintegral $p_\gamma(\xi) = \ln \frac{I_0}{I(\gamma, \xi)} = \int_0^s \mu(\xi, \eta) d\eta$.

Das ist allerdings eine vereinfachte Annahme. Sowohl die Intensität, als auch der Schwächungskoeffizient sind energieabhängig: $I = I(E)$ und $\mu = \mu(\xi, \eta, E)$, vgl. (*) in 1.3.2. Das Pro-

jektionsintegral muss also $p_\gamma(\xi) = -\ln \left(\frac{1}{I_0} \int_0^{E_{\max}} I_0(E) e^{-\int_0^s \mu(\xi, \eta, E) d\eta} dE \right)$ geschrieben werden.

Durchläuft ein Röntgenstrahl den Körper so werden die niederenergetischen Strahlen stärker geschwächt, als die hochenergetischen. Tiefer liegende Schichten sehen demnach ein blauverschobenes (aufgehärtetes) Spektrum. Das logarithmische Verhältnis der Intensitäten ist deshalb innerhalb einer Projektionsrichtung für die einzelnen Energien nicht gleich. Betrachtet man beispielsweise ein elliptisches homogenes Objekt, so ergibt sich bei der Messung in Richtung der kleinen Halbachse ein anderer Schwächungskoeffizient als bei einer Messung durch die große Halbachse. Durch Aluminium- oder Kupferfilter kann man die Strahlung bereits vorfiltern und die weichen Anteile reduzieren. Die Aufhärtungsartefakte können aber im Weichteilbereich auch rechnerisch korrigiert werden, indem man die Korrektur für Stoffe mit ähnlichen Eigenschaften, wie z.B. Wasser (siehe Abb. 14) durchführt. Man kann sich die Energieabhängigkeit von μ aber auch zu nutze machen, indem man Bilder mit verschiedenen Röhrensparnungen aufnimmt (Zwei-Spektren- oder Dual-Energy-Verfahren). So können Knochenmineralgehaltsbestimmungen durchgeführt und Bilder berechnet werden, wie sie sich bei Aufnahmen mit monochromatischer Strahlung ergäben, wodurch eine perfekte Aufhärtungskorrektur möglich ist.

1.4 Rückblick

Das Verfahren der Computertomographie ermöglicht es durch die Rotation des Bildaufnahmesystems und der modernen Auswerteverfahren konsequente überlagerungsfreie Aufnahmen zu machen. Das bringt gegenüber der konventionellen Röntgenaufnahmetechnik große Vorteile mit sich. Die CT unterstützt die Erkennung von Infarkten, Bandscheibenvorfällen,

Kopfverletzungen, die Bestimmung der Schwere von Verletzung an Knochen und Weichteilen, die genaue Lokalisierung von Frakturen, sie hilft bei der Diagnose von krankhaften Veränderungen an Organen und ist durch die extrem kurzen Scanzeiten sogar in der Lage kleine Gefäßabgänge und Embolien zu erfassen.

1.5 Apropos Tomographie

In der modernen Medizin werden viele verschiedene Schichtaufnahmeverfahren eingesetzt, um Bilder vom Inneren des Menschen zu erhalten. Sie alle setzen zur Auswertung der Messdaten den Computer ein. Den Namen Computertomographie verbindet man aber mit der oben beschriebenen Röntgenuntersuchungsmethode. Magnetresonanztomographie (MRT) ist ein Verfahren, das das Verhalten der magnetischen Atomkernmomente im Körper in magnetischen Gleich- und Wechselfeldern ausnutzt, um Informationen über die Gewebebeschaffenheit zu erlangen. Für eine Untersuchung legt man den Körper dazu in ein starkes äußeres Magnetfeld, dem ein schwaches Gradientenfeld zur Ermöglichung der räumlichen Zuordnung der gemessenen Daten überlagert wird. Die magnetischen Dipole der Atomkerne präzisieren dadurch um die Magnetfeldachse mit der so genannten Larmorfrequenz. Mit Hilfe eines geeigneten Hochfrequenzfeldes regt man die Kernmomente nun zu Resonanz an, die unter Aussendung von elektromagnetischer Strahlung wieder relaxieren. Über die Amplitude und die Frequenz der detektierten Strahlung kann man Rückschlüsse auf die Gewebedichte anstellen und somit ein zweidimensionales Schnittbild der untersuchten Region anfertigen. Die MRT wird zur Diagnose der Weichteile, besonders der Hirnregion und des Rückenmarks aber auch der Gelenke eingesetzt, um Tumore und Zysten oder andere Krankheiten aufzufinden. Gegenüber der CT hat sie den Vorteil, dass sie mit nichtionisierender Strahlung (MHz-Bereich) arbeitet und deshalb nicht die schädliche Wirkung von Röntgenstrahlung hat.

In der nuklearmedizinischen Diagnostik setzt man das Verfahren der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) ein. Sie liefert Daten über den Metabolismus, wie Funktionsweisen und Stoffwechsel. Dem Patienten werden dazu radioaktiv markierte Stoffe (Tracer) verabreicht (gespritzt), die im Körper dem Stoffwechsel unterliegen. Tumore weisen erhöhten Stoffwechsel auf. Glukosetracer¹⁶ zum Beispiel folgen nur am Anfang der Stoffwechselkette, werden dann erkannt und nicht weiter verarbeitet. Sie reichern sich im Tumor an und zerfallen. Bei ¹⁸F-FDG entstehen dabei aus einem Proton ein Neutron, ein Neutrino und ein Positron. Letzteres zerstrahlt mit einem nahen Elektron sofort wieder in zwei Gammaquanten, die um 180° zueinander davonfliegen und detektiert werden. Gefilterte Rückprojektion erlaubt wieder die

¹⁶ Mit 2-(Fluorine-18)-Fluoro-2-Deoxy-D-Glucose (¹⁸F-FDG) kann der Glukosestoffwechsel verfolgt werden.

Rekonstruktion der Messdaten, worin sich der Tumor als hot spot abzeichnet. Heutzutage werden auch schon PET-CT-Kombinationsgeräte eingesetzt, so dass neben den morphologischen Informationen aus der CT, also der Form und der Lage der Objekte, sogar noch Aussagen über die metabolischen Funktionen von Organen getroffen werden können (vgl. Buzug, 2004, S. 59 – 60).

Eine weitere Anwendung der Tomographie ist das aus der Zahnarztpraxis bekannte Panoramashichtaufnahmeverfahren. Dabei wird eine Kieferaufnahme angefertigt, die vom Zahnarzt begutachtet wird. Der Kopf wird zwischen die Gantry gebracht und fixiert, indem man mit den Schneidezähnen auf eine Kunststoffhalterung beißt. Die Gantry rotiert nun um den Schädel und belichtet, wie in Abb. 24 zu sehen, an bestimmten Positionen den Kiefer. Der Fokus der Röhre F bewegt sich erst vom F1 nach F2 um den Schichtschnittpunkt A. Die transmittierte Strahlung wird auf der anderen Seite von dem Bildaufnehmer K detektiert, der gleichzeitig hinter dem Schädel die Steckle a abläuft. Zwischen F3 und F4 wird das nächste Mal belichtet und dann wieder zwischen F5 und F6. Bei jeder Belichtung befinden sich die Schichtdrehpunkte A, B, C immer an anderen Orten, so dass es in jedem Belichtungszyklus zur Abbildung eines bestimmten Kieferbereichs kommt. A und C röntgen die weniger gekrümmten Bereiche und B den stärker gekrümmten Frontzahnabschnitt. Diese drei Bilder werden anschließend mit dem Computer zu einer Panoramaaufnahme des Kiefers zusammengesetzt.

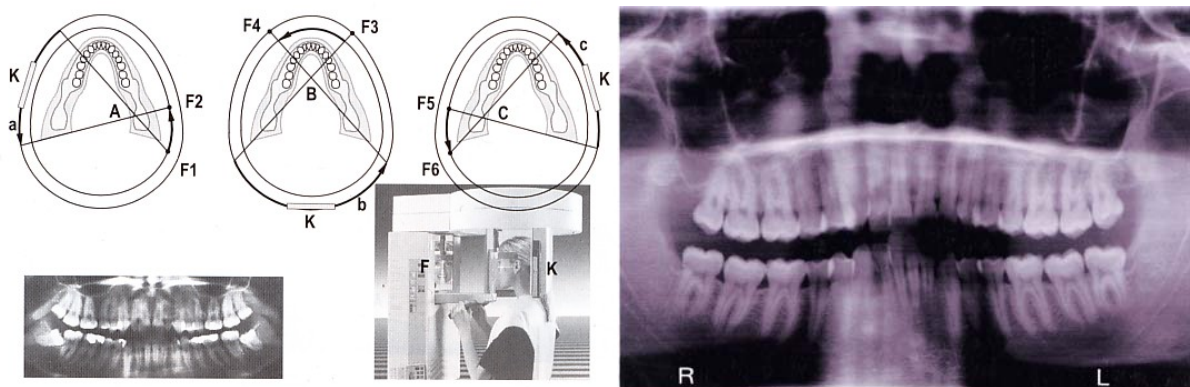


Abb. 24: Prinzip des Panoramashichtaufnahmeverfahrens und Panoramaaufnahme meiner Zähne. Die Krümmung in den Zahnreihen auf dem Bild ist ein Resultat des Abrollens der gekrümmten Zahnreihen in die Ebene.

Quelle: Hertrich, 2004 und eigene

2 Didaktische Überlegungen zur Computertomographie

In den zurückliegenden Kapiteln wurden kurz die Grundzüge der CT dargelegt. Die dabei verwendete Physik deckt ein großes Spektrum an Themen ab, die in der Kollegstufe diskutiert werden. Aus diesem Grund will ich in diesem Unterkapitel Überlegungen für die Erarbeitung einer Unterrichtseinheit zum Thema Computertomographie anstellen. Die Gliederung der Einheiten soll in etwa so gestaltet werden, wie die Reihenfolge der Abschnitte in Unterkapitel 1. Sie richtet sich nach den Vorgaben des Lehrplans von 1992 für den Leistungskurs der 13. Klasse am neunjährigen Gymnasium in Bayern und kann dann problemlos auf Grundkursniveau vereinfacht werden. Das Vorwissen, das die Schüler für die Unterrichtseinheit benötigen sind elementare Grundlagen der Quantenmechanik, wie der lichtelektrische Effekt, oder zumindest Vorstellungen über die Quanteneigenschaft des Lichts. Weiterhin sollten Vorkenntnisse über den Atomaufbau mit dem kleinen positiven Kern (Rutherfordversuch) und den diskreten Energiestufen in der Atomhülle (Franck-Hertz-Versuch) vorhanden sein, sowie Emissions- und Absorptionsspektren (Lyman-, Balmer-Serie,...) behandelt worden sein. Da das Atommodell von Bohr von Physikern heute abgelehnt wird, sollte es wegen seinem historischen Wert nur kurz vor dem Orbitalmodell vorgestellt und seine Grenzen aufgezeigt werden. Dennoch muss die Sichtweise des Schalenaufbaus der Atomhülle Erwähnung finden, da sich damit die Erzeugung von Röntgenstrahlen am leichtesten erklären lässt. Die Unterrichtseinheit umfasst etwa 10 - 15 Schulstunden und kann an der Stelle Schalenaufbau der Atomhülle, ... angesetzt werden. Zwei Schulstunden gewinnt man, wenn man den Comptoneffekt im Abschnitt 5.1 des Lehrplans weglässt. In der Unterrichtseinheit werden dann folgende Lernziele durchgenommen: Erzeugung von Röntgenstrahlung, Moseley-Gesetz, Periodensystem, Photoeffekt, Comptoneffekt. Des Weiteren soll schon Vorarbeit im Sinne eines Spiralkurrikulums für das Kapitel 6 des Lehrplans geleistet werden, indem das Lambert-Beersche Schwächungsgesetz (vs. Zerfallsgesetz), evtl. das quadratisches Abstandsgesetz (hier nicht näher besprochen), biologische Strahlenwirkung, Strahlenbelastung des Menschen, Dosisbegriffe und Schutzmaßnahmen unterrichtet werden. Dadurch erhält man auch noch mehrere Stunden, die man bei der Behandlung von Kapitel 6 des Lehrplans einspart.

2.1 Motivation für das Thema CT

Um einen Einstieg in den Themenbereich der CT zu finden, beauftragt man die Schüler sich über ihre Erfahrungen mit dem Röntgen beim Arzt/Zahnarzt auszutauschen und zu notieren. Sie sollen sich Gedanken darüber machen, was untersucht wurde und wie es untersucht wurde, wie die Röntgenbilder aussahen, ob sie sich gefragt haben, wie das Röntgen funktioniert.

Haben sie schon von der CT gehört oder sind sie sogar schon selbst damit untersucht worden? Wenn ja, wie ist es abgelaufen? Haben sie sich Gedanken über Strahlenschäden gemacht, oder wissen sie überhaupt, wie sie entstehen? Welche Erfahrungen haben sie gemacht? Durch das Aufwerfen solcher und anderer Fragen versucht man bei den Schülern Neugierde im Bezug auf Alltagserfahrungen zu wecken, die einen Antrieb für gesteigertes Lernverhalten darstellt. Deshalb werden diese Überlegungen und vielleicht noch andere Anliegen der Schüler zu diesem Thema anschließend offen in der Klasse vorgestellt und gemeinsam notiert. In den einzelnen Stunden der Unterrichtseinheit sollen dann die Fragen, Meinungen und eventuellen Fehlvorstellungen wieder aufgegriffen, diskutiert und beantwortet werden.

Als modernes Untersuchungsverfahren im Bereich der Röntgenmedizin wird das Prinzip der Computertomographie vorgestellt. Dabei wird mit Hilfe von Aufnahmen der Vorteil an CT-Bildern gegenüber konventionellen Röntgenaufnahmen evtl. am Overhead aufgezeigt (z.B. Abb. 25). CT-Aufnahmen aus jeder Körperschicht kann man in GAMBARELLI ET AL. (1977) finden.

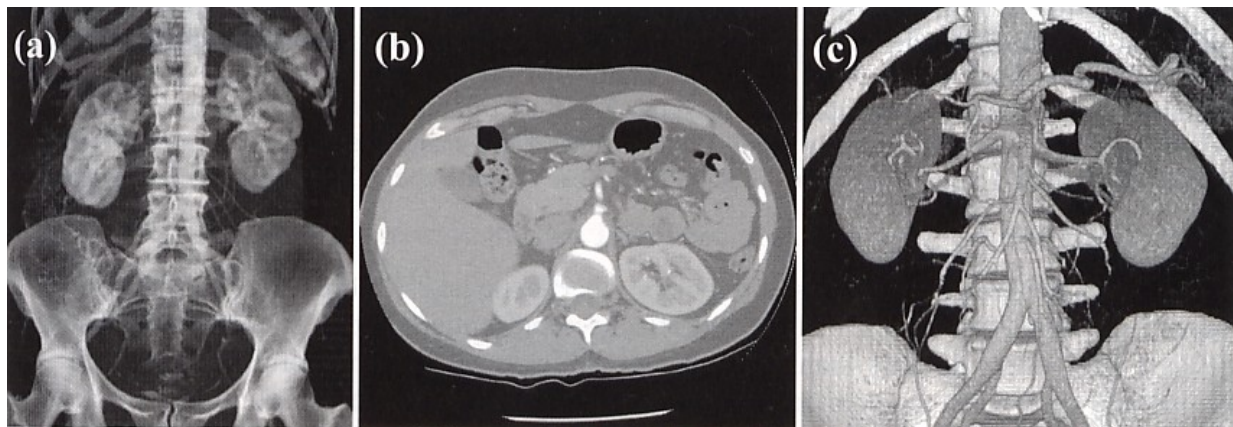


Abb. 25: Röntgenaufnahmen im Vergleich (Erklärung siehe Text)

Quelle: Buzug, 2004

Abb. 25 a zeigt ein konventionelles Projektionsbild, auf dem schon viele Details, wie Skelett und Nieren zu erkennen sind, jedoch keine Aussagen über die räumliche Anordnung der Organe möglich ist, was wegen der Überlagerung der Schatten die Diagnose erschwert. In 25 b sieht man eine tomographische Schichtaufnahme, worin man sehr gut die Lokalisierung der einzelnen Organe nachvollziehen kann. Die Kontraste sind gegenüber der herkömmlichen Aufnahme revolutionär verbessert. Bild 25 c gibt eine heutzutage mögliche Aufnahme wieder. Organe, Adern und Skelett heben sich deutlich in einem räumlichen Bild voneinander ab, womit die Diagnose und operative Planung erheblich erleichtert wird.

Nachdem die Vorzüge der CT-Bilder gegenüber den herkömmlichen Röntgenaufnahmen ausreichend diskutiert wurden, kann man sich der Frage zuwenden, wie sie entstehen: Wie funk-

tioniert die Computertomographie? Dazu wird das Arbeitsblatt (AB CT1) an die Schüler ausgeteilt. Darauf ist Abb. 2 zu sehen, woran das Prinzip der CT verdeutlicht wird. Die Begriffe der einzelnen Bauteile des CT-Geräts sind entfernt worden und werden von den Schülern beschriftet. Nachdem man zusammen das Prinzip diskutiert hat, formuliert man evtl. mit den Schülern die einzelnen Schritte einer Untersuchung, wie in der Bildbeschreibung zu Abb. 2 in Abschnitt 1.2 beschrieben, indem man die Gedanken unter der Abbildung schriftlich (evtl. stichpunktartig oder wie in AB CT1 (Musterlösung)) fest hält. Anschließend kann man mit der Folie (F CT1) noch auf die heute angewandten Abtastverfahren hinweisen. Sie zeigt Abb. 3 und das Fächerstrahlprinzip bei einer Übersichtsaufnahme, wobei übereinander liegende Schichten nacheinander belichtet werden, um so ein Datenvolumen zu erzeugen (Quelle der Abb. in F CT1: Krestel, 1988). Weiterhin lohnt es in diesem Zusammenhang auch die Elektronenstrahlmethode (EBCT) zu erwähnen (Abb. 6), da dabei das Prinzip der Elektronenstrahl- ablenkung genutzt wird, welches in der 12. Klasse im Rahmen der magnetischen Felder unterrichtet wird. Durch dieses kumulative Lernen ruft man bei den Schülern das Wissen des vergangenen Jahres wieder ins Gedächtnis, wodurch eine Wiederholung des Erlernten erreicht wird. Es wäre aber auch denkbar, die EBCT bereits in der 12. Klasse als Anwendungsbeispiel für die Elektronenablenkung, neben dem Fernseher zu behandeln und dabei hinweisend auf die Lerneinheit zur CT in der 13. Klasse zu verweisen. Einerseits weckt man somit Interesse am folgenden Stoff und andererseits erkennen die Schüler, welche Zusammenhänge zwischen den einzelnen Themengebieten der Physik herrschen und wie sie in der Technik verknüpft und angewandt werden.

Will man verstehen, warum der Computer so viele Projektionen aus unterschiedlichen Winkeln benötigt, um ein Organ zu lokalisieren und es von den anderen zu unterscheiden, so muss man mit den Schülern näher auf das Prinzip der Rückprojektion eingehen. An dieser Stelle wäre es denkbar die didaktisch aufbereiteten Computeranimationen ‚CTSim‘ oder ‚Applets zur CT‘ durchzuarbeiten, da darin das Prinzip spielerisch erklärt wird und am Ende selbst experimentiert werden kann. Ohne diese Computerunterstützung oder anschließend könnte man auch wie folgt vorgehen. Mit Hilfe einer Taschenlampe, die einmal frontal einen Quader und das andere mal eine undurchsichtige Scheibe mit den gleichen Abmessungen wie eine Würfelseite beleuchtet, erkennt man, dass beide Objekte den gleichen Schatten werfen. Erst nach 90°-Drehung der Lampe erkennt man am Schattenwurf, dass es sich um unterschiedliche Objekte handelt. Der Würfel wirft den gleichen Schatten wie zuvor, während die Scheibe bei seitlicher Beleuchtung nur noch einen ‚Strich‘ als Schatten hat. Die Belichtung aus unterschiedlichen Richtungen ist der Kerngedanke bei der CT.

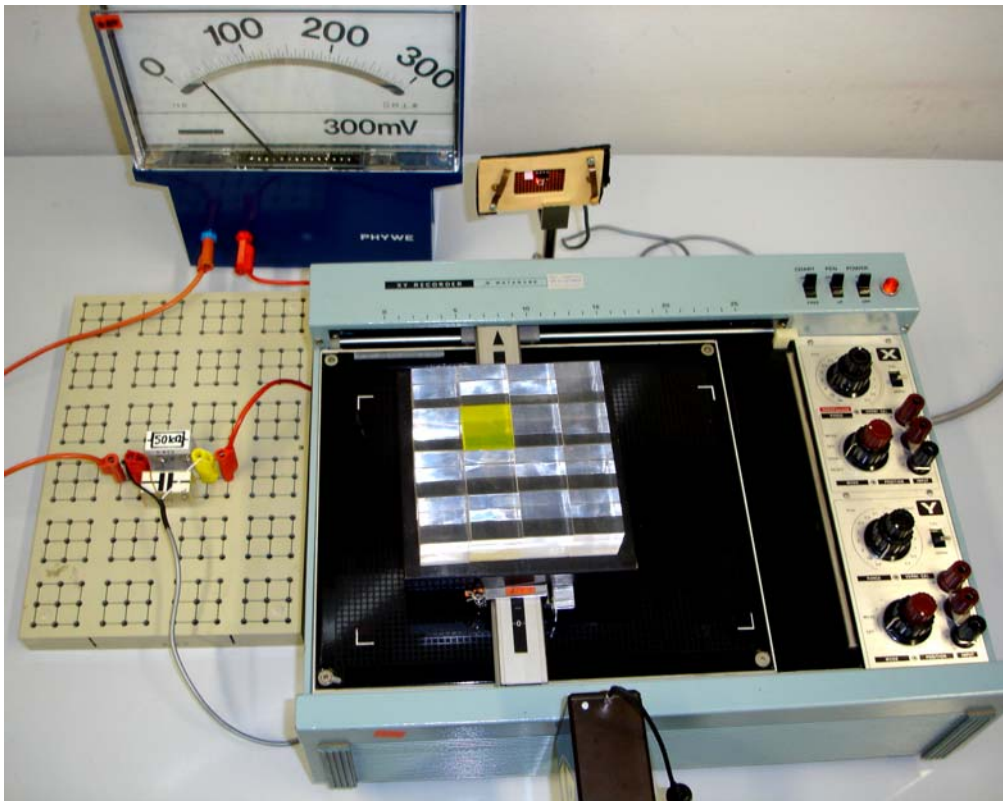


Abb. 26: CT-Analogieversuch

WALCH stellte 1985 ein optisches Modell eines Computertomographen vor, das hier zu einem leichten Schulversuch für das Parallelstrahlverfahren modifiziert wurde. Abb. 26 zeigt einen möglichen Aufbau des Versuchs. Die Röntgenröhre wird durch einen Laser ersetzt. Dieser hat den Vorteil, dass er gut zu handhaben, billig (evtl. Laserpointer) und ungefährlich ist, gebündelte Strahlen (wie im Parallelstrahlbetrieb) emittiert und im sichtbaren Bereich arbeitet. Der Detektor ist wie auch bei der echten CT eine Photodiode (hier als Photoelement betrieben, siehe Kap. III 1.3), welche die ankommende Strahlung in elektrische Impulse umwandelt. Im Gegensatz zur CT wird bei dem Versuch allerdings aus Justierungsgründen nicht die Gantry verschoben, sondern der Patient. Dieser wird von 16 geschliffenen Plexiglaswürfeln repräsentiert, die in einer 4 x 4-Matrix quadratisch angeordnet liegen. Am einfachsten erreicht man eine lineare Bewegung des Patienten durch die Bewegung des Reiters eines x-y-Schreibers. Auf dem Reiter wird eine Platte befestigt, auf welche dann die Würfel gelegt werden. Ein Würfel ist mehrmals mit gelber Klebefolie umwickelt und schwächt somit den Laserstrahl stärker als die polierten Würfel. Er wird als ‚Tumor‘ in den Körper an eine beliebige Stelle gelegt. Ziel des Versuches ist es den Tumor zu lokalisieren, wie auch in der echten CT. Startet man den Schreiber, so registriert das Photoelement für verschiedene x-Positionen unterschiedliche Spannungswerte, also einen $U(x)$ -Verlauf. Als Messwerterfassungssystem wurde das Softwaresystem PAKMA 2002 verwendet, sowie als Hardware die dazu entwickelte PAK-

MA-Box, die mittlerweile nicht mehr hergestellt wird. Alternativ hätte man auch als Messbox die Cassy-Box von Leybold benutzen können. Zur Wegmessung bindet man einen Faden am Reiter des Schreibers fest und lässt ihn über ein Zählrad laufen (alternativ: PC-Maus), welches die zurückgelegte Strecke misst. Das entsprechende elektrische Signal wird in die PAKMA-Box eingespeist. An einem $50\text{ k}\Omega$ -Widerstand, dem noch ein $1\mu\text{F}$ -Kondensator zum Glätten parallel geschaltet ist, wird die Ausgangsspannung des Photoelements abgegriffen. Der große Widerstand wird gewählt, um ein großes Ausgangssignal (vgl. hierzu auch Kap. III 1.3, Abb. 60 und 61) zu erhalten. Allerdings erhält man wahrscheinlich kein zur Beleuchtungsstärke proportionales Spannungssignal mehr, was aber für diesen Versuch nicht unbedingt notwendig ist, da nur der Intensitätseinbruch am Tumor aufgezeigt werden soll und keine quantitativen Aussagen gemacht werden sollen. Es werden dann zwei Messungen durchgeführt. Eine lineare Abtastbewegung, dann Drehung des Patienten um 90° und eine erneute lineare Abtastbewegung.¹⁷ Pakma gibt für jede Messung den $U(x)$ -Verlauf aus (Abb. 27). Den Schüler kann man das gemessene Spannungssignal, wie auch in der echten CT im Photodiodenbetrieb, als der Strahlenintensität proportional Signal vorstellen.¹⁸ Auch hier wird im Folgenden von $I(x) \sim U(x)$ ausgegangen.

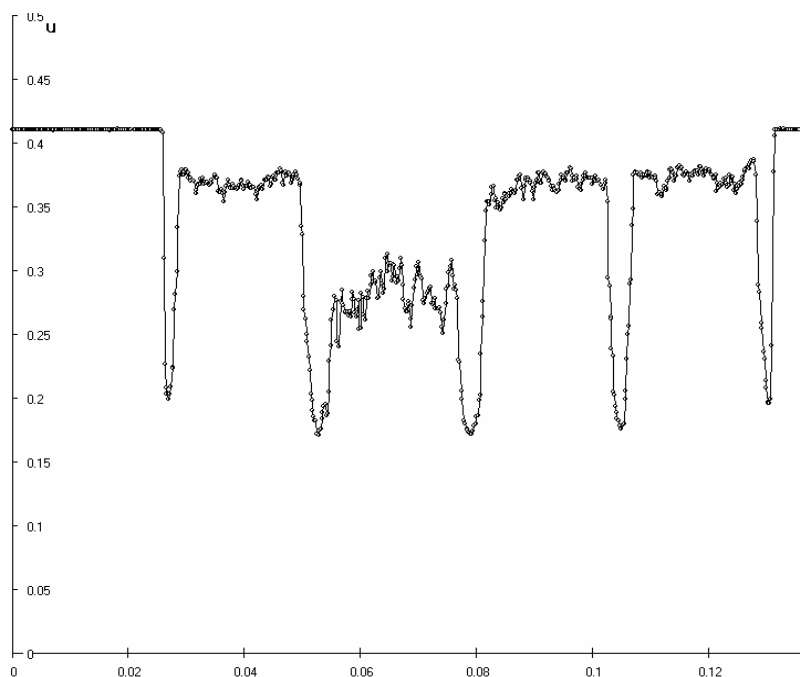


Abb. 27:

Intensitätsverlauf $I(x) \sim U(x)$ der Laserstrahlung durch den Plexiglasblock. Bis $x = 2,5\text{cm}$ misst die Diode die Intensität $I_0 \sim 0,415\text{V}$, dann kommt die erste Würfelkante (Intensitätseinbruch) und die erste Würfelzeile, Kante, zweite Zeile, Kante, dritte Zeile, usw. Aus dem Verlauf lässt sich die Zeile bestimmen, in der der Tumor liegt, nämlich in Zeile zwei, da hier die Intensität gegenüber den Anderen signifikant niedriger ist. Mehr ist qualitativ nicht zu lesen.

¹⁷ Auch hier wird im Gegensatz zur CT wieder der Patient anstatt der Gantry gedreht. Da es aber nur auf Relativwerte ankommt ist es egal wer sich dreht.

¹⁸ Das Problem mit der zu kleinen Ausgangsspannung bei kleinem Widerstand im Elementbetrieb (vgl. Kap. III 1.3) kann man den Schülern verschweigen oder mit ihnen durchdiskutieren.

Abb. 27 allein, gibt also keine ersichtlichen Erkenntnisse über die Lage des Tumors in Zeile 2. Deshalb dreht man die Anordnung um 90° und misst noch einmal. Es ergibt sich der Verlauf aus Abb. 28.

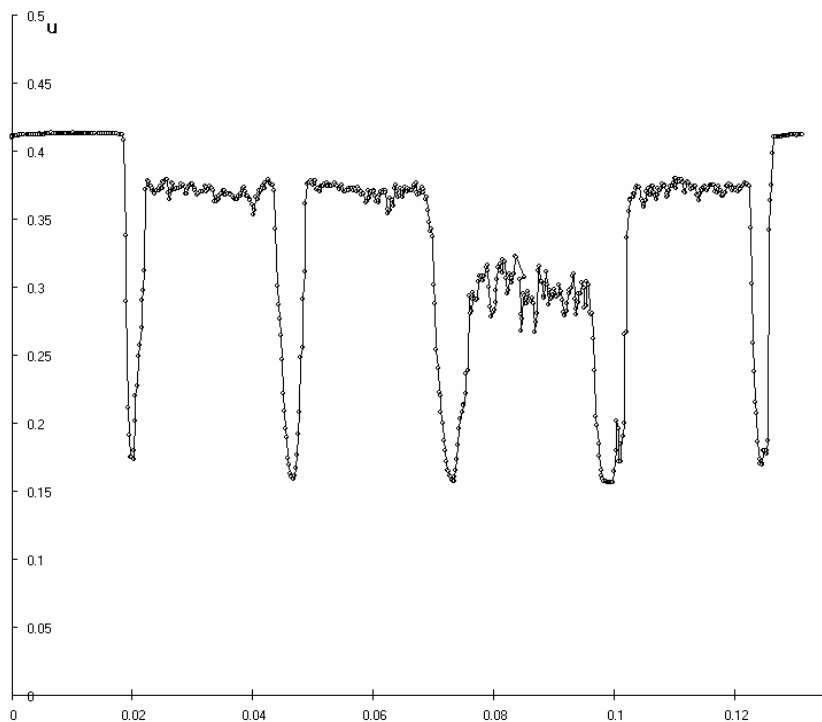


Abb. 28:
 $U(x)$ nach 90° -Drehung.
 Dieser Aufnahme entnimmt man nun die Information, dass der Tumor in Zeile 3 liegt.
 Die Schwankungen in den Messwerten rühren von Staubpartikeln auf der Glasfront, Unebenheiten der Glasfront und Luftpfehlungen unter der Folie (3. Zeile) her.

Nimmt man das Lambert-Beersche-Schwächungsgesetz als gegeben an (Herleitung evtl. in ein paar Stunden), kann man nach der Radon-Transformierten auflösen und einige Projektionswerte aus den Messwerten berechnen. Hier sehen die Schüler, dass der Projektionswert die ‚Summe‘ aller Schwächungswerte im Strahlengang darstellt. Die Projektionswerte können im Mittel in den ‚gesunden‘ Glaszeilen zu $\ln(0,415/0,37) = 0,11$ und in der ‚kranken‘ Zeile zu $\ln(0,415/0,29) = 0,36$ berechnet werden. Jetzt beginnt die Rückprojektion dieser Werte in die Matrix zur Bestimmung des Ortes. Dazu bietet es sich an das Matrixbild anhand eines 4×4 -Nagelbretts zu rekonstruieren, wobei jeder Nagel einen Glaswürfel, bzw. einen Schwächungspunkt symbolisiert. Zur Vereinfachung der Rückprojektion setzt man die Messwerte aus den ‚gesunden‘ Zeilen gleich I_0 , so dass $\ln 1 = 0$ und somit der Projektionswert Null wird. Das ist in diesem Fall o.B.d.A. erlaubt, da ich mich hier ja nicht für die Schwächungskoeffizienten in diesen Zeilen interessiere. Der Projektionswert aus der ‚kranken‘ Zeile wird auf eins normiert. In Abb. 29 links ist der Projektionswert für die zweite Zeile (analog zu Abb. 27) und in Abb. 29 rechts (analog zu Abb. 28) zusätzlich für die dritte Zeile rückprojiziert, also auf jeden Matrixpunkt gleichmäßig verteilt. Die rückprojizierten Werte werden durch Styroporwürfel (bzw. Holzwürfel/Holzkugeln) symbolisiert, die über die Nägel der schwä-

chenden Zeilen gesteckt werden. Der Schnittpunkt wird in der Matrix doppelt belegt und somit ist der Tumor (hier: blauer Nagel (besser: gelber Nagel)) lokalisiert.

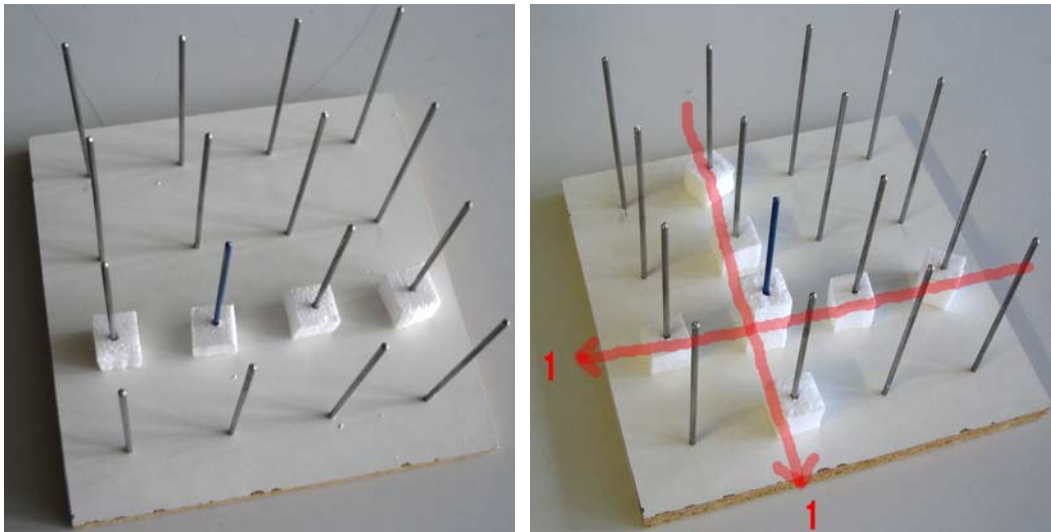


Abb. 29: 4x4-Nagelbrett zur Demonstration des Rückprojektionsprinzips

Um das ganze auch schwarz auf weiß festzuhalten und um die Beobachtungen zu vertiefen, bearbeiten die Schüler die Arbeitsblätter AB CT2/1 und AB CT2/2. AB CT2/1 erarbeitet noch einmal Schritt für Schritt die Vorgänge bei der Rückprojektion. AB CT2/2 geht auf die Mehrdeutigkeit der Messdaten bei ungenügend Projektionsrichtungen ein, die z.B. bei zwei Tumoren entstehen. Danach können die Schüler noch selbst mit dem Nagelbrett versuchen Tumore an verschiedenen Stellen zu lokalisieren. In Anlage 1 im Anhang der Arbeit sind einige Situationen nachgestellt, die evtl. konstruiert werden können. Je mehr Projektionen addiert werden, desto auffälliger wird die Verwischung der Schnittpunkte. Wie oben schon gezeigt muss dieser Effekt ja rückgängig gemacht/gefiltert werden, wenn man die Radon-Transformierten explizit nach μ auflösen will. Will man mit den Schülern zusätzlich auch noch auf diesen Effekt eingehen, so reicht es sicherlich zu erwähnen, dass der Computer vor jeder Addition zweier Projektionen links und rechts neben der gerade rückprojizierten Zeile so viele negative Wert addiert, wie nötig sind, um diesen Effekt nach der Addition der Projektionen zu vermeiden.

In den zurückliegenden Stunden wurden die Schüler über die Verfahren der CT informiert. Die folgenden Stunden sind dazu gedacht, genauer die einzelnen Prozesse zu betrachten, die im Zuge einer CT-Untersuchung ablaufen. Der Lehrer begibt sich mit den Schülern auf eine ‚Reise‘, die bei den Glühelktronen und den Vorgängen in der Anode beginnt, die Wechselwirkungsprozesse der Strahlung im menschlichen Körper beschreibt, sowie die Detektion und die Darstellung auf dem Bildschirm betrachtet. Dabei treten immer wieder Stunden auf, die von Theorie dominiert werden, wie z.B. der nächste Abschnitt. Um Abwechslung in den Unterrichtsstil zu bringen, ist der darauf folgende Abschnitt wieder mehr am Körper orientiert.

2.2 Entstehung von Röntgenstrahlung

Das Lernziel dieses Unterrichtsblocks ist es, den Schülern die Entstehung von Brems- und charakteristischer Röntgenstrahlung modellhaft beizubringen, sowie den Aufbau der Röntgenröhre. Sie sollen den Einsatz einer Wehnelt-Elektrode verstehen und erkennen, dass die Ordnungszahl die Wahl des Targetmaterial in hohem Maße mitbestimmt. Der Vorgang der Glühemission ist den Schülern schon aus mehreren Versuchen (Stoff 10. Klasse) bekannt, genauso der Beschleunigungsvorgang im elektrischen Feld zwischen den Elektroden. Zur Behandlung der zwei Röntgenstrahlentypen liegt das Arbeitsblatt AB CT3 bei. Darauf ist die Entstehung der Bremsstrahlung in den ersten zwei Atomlagen und die Entstehung der charakteristischen Strahlung modellhaft verbildlicht (Quelle der Abb. in AB CT3: Hertrich, 2004). Die Abbildung für die Bremsstrahlung auf dem Arbeitsblatt zeigt lediglich, dass die emittierte Strahlung um so kürzerwellig ist, je näher das Elektron am Kern vorbeifliegt, da es aufgrund der Nähe stärker abgelenkt/beschleunigt wird. Das Bild für die charakteristische Strahlung zeigt auch nur sehr vereinfacht die Vorstellung des Elektronenübergangs von einer höheren auf eine niedrigere Schale, wenn ein einfallendes Elektron zuvor ein Loch in einer tieferen Schale erzeugt hat. Es wird nicht auf die Abstrahlrichtungen eingegangen. Ebenso verleiten die Bilder dazu, Elektronen als lokalisierte Teilchen auf lokalisierten Bahnen anzusehen. Des Weiteren stimmen die Elektronenzahlen auf den Schalen nicht mit der wirklichen Verteilung überein. Wichtig bei der Besprechung des AB CT3 ist, den Schülern klar zu machen, dass es sich lediglich um Modelle handelt, die versuchen das Phänomen zu beschreiben. Bei der Bremsstrahlung bzw. dem Abbrechen des kontinuierlichen Spektrums bei λ_G , sollte auf den Widerspruch zu der klassischen Sichtweise eingegangen werden. Für die charakteristische Strahlung müssen zusätzlich Termschemata diskutiert, an denen die Entstehung der charakteristischen Strahlung als Übergang von Zuständen höherer zu niedrigerer Energie konkretisiert wird. Trotz der Schwächen des Atommodells aus AB CT3 verdeutlichen die Abbildungen schön eine einfache Vorstellung zur Entstehung der Röntgenstrahlung.

Der bisherige Lehrplan in Bayern sieht weiterhin vor, das Gesetz von Mosley für die K_α -Linie zu behandeln. Die Formel $\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - 1)^2 \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)$ ist im Vergleich mit der Formel des optischen Spektrums von Wasserstoff (Lyman-Serie) sehr leicht zu verstehen, wenn man sich vorstellt, dass ein L-Elektron eine effektive Kernladungszahl von $(Z-1)$ spürt, wenn ein K-Elektron ionisiert wurde. Anschließend erkennen die Schüler wie mit Hilfe dieser Formel Lücken im Periodensystem entdeckt werden können und diskutieren das Periodensystem. Die

Schüler erfahren, je höher Z wird, desto tiefer liegen die Energieniveaus und desto größere Abstände weisen sie voneinander auf, da für sie die Kernladungszahl Z noch nicht so gut abgeschirmt ist, wie für äußere Elektronen. An dieser Stelle verstehen sie, wieso Wolfram so gut als Anodenmaterial geeignet ist.

2.3 Vorgänge in Materie bzw. im menschlichen Körper

Was passiert im Körper? Warum ist die Strahlung gefährlich? Wovon hängt die Strahlenexposition ab?, solche und weitere Fragen sollen Thema der folgenden Stunden sein. Den Schülern ist aus dem Alltag bekannt, dass Strahlung in Materie (im Körper) geschwächt wird und dass die dabei frei werdende Energie den Körper schädigen kann. Nur wovon die Schwächung und Schädigung im Einzelnen abhängt, wissen sie nicht. Zum Einstieg zu diesem Themenkomplex bietet es sich an, das Arbeitsblatt AB CT4 auszuhändigen. Darauf ist das Ergebnis eines Experiments beschrieben, das viele aufschlussreiche Informationen liefert (Quelle der Abb. in AB CT4: Löster, 1989). Die Schüler bekommen die Aufgabe, die Daten einige Minuten auf sich wirken zu lassen und in Gruppenarbeit oder Partnerarbeit stichpunktartig Ergebnisse des Experiments festzuhalten. Bei dem Versuch wurde ein Testkörper aus Wasser von 20 cm Durchmesser, der 2 cm Fremdgewebe enthält, geröntgt. Der Testkörper symbolisiert das menschliche Gewebe. Das Fremdgewebe ist einmal Luft, Lunge, Fett, Knochen und einmal nicht vorhanden. Die Abbildung stellt die Anzahl der einfallenden Quanten bei verschiedenen Energien, den Transmittierten gegenüber, wobei die Normierung auf ein durchgelassenes Quant für den Wassertank ohne Störkörper vorgenommen wurde. Folglich bleiben bei 30 kV Betriebsspannung im Wassertank 1218 von 1219 Photonen hängen und nur eines wird durchgelassen. Das Transmissionsvermögen bei weicher Strahlung variiert für die verschiedenen Materialien sehr stark. Deshalb können die Kontraste zwischen den einzelnen Gewebesorten auf dem Röntgenbild gut abgebildet werden. Andererseits ist die Strahlenexposition sehr groß, da die Strahlung überwiegend im Gewebe stecken bleibt. Geht man zu höheren Energien erkennt man, dass die Anzahl der absorbierten Photonen stark sinkt und sich zusätzlich die Absorptionseigenschaften der verschiedenen Gewebesorten angleichen (vgl. dazu auch Abb. 14). Das Bild verliert an Kontrast. In diesem Zusammenhang verstehen die Schüler, warum z.B. in der Mammographie bei der Untersuchung der weiblichen Brust notgedrungen mit niedrigen Energien und somit auch schädlichen Strahlen gearbeitet werden muss, um einen ausreichenden Kontrast, zwischen Fett- und Normalgewebe zu gewährleisten.

Dieses Arbeitsblatt motiviert mehr über die Vorgänge im Einzelnen zu erfahren. Deshalb werden im Anschluss der Photoeffekt und der Comptoneffekt diskutiert (vgl. Abb. 13: Wir-

kung der einzelnen Effekte in Abhängigkeit von der Quantenenergie). Abb. 30 fasst noch einmal schematisch die Schwächungsursachen in Materie zusammen und kann als Folie aufgelegt oder als Kopie verteilt werden. α steht hierbei für den Absorptionskoeffizienten. Die hohe Z -Abhängigkeit bei der Absorption nutzt man bei Röntgenkontrastmitteln. Das sind Stoffe, auf Jod- ($Z = 53$) oder Barium-Basis ($Z = 56$), die z.B. für Blutkreislaufuntersuchungen verabreicht werden, um Adern oder Organe kontrastreicher darzustellen. Nach der Diskussion der Spalte ‚Dicke‘ in Abb. 30 wäre es denkbar, das Lambert-Beersche Schwächungsgesetz deduktiv herzuleiten, somit Vorarbeit auf die Konstruktion des Zerfallsgesetzes zu leisten und (und das ist wichtiger!) um parallelen in der Form der Gleichungen (e-Funktionen) zu erkennen.¹⁹ Um aber die Röntgenstrahlen nicht nur für die Diagnostik vorzustellen, sollten die Schüler in diesem Abschnitt auch auf andere Einsatzgebiete, wie Strukturanalyse (Erinnerung an Bragg in der 12. Klasse), Materialkontrolle in der Industrie, Therapie, ... aufmerksam gemacht werden.

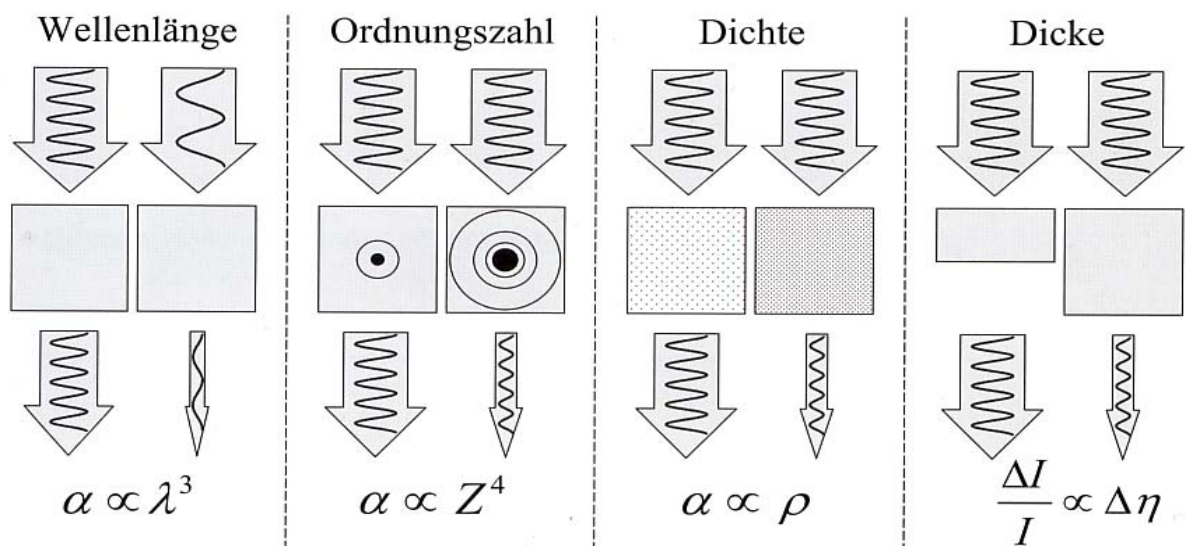


Abb. 30: Schwächungsursachen für Röntgenstrahlung

Quelle: Buzug, 2004

Der Comptoneffekt ist bei 100 keV der beherrschende Effekt, da für das ‚leichte‘ Wasser/Gewebe die Energieniveaus für den Photoeffekt zu ‚hoch‘ liegen. Der Photoeffekt wird aus diesem Grund zu höheren Energien immer unwahrscheinlicher. Hieran kann man die Überleitung zum Thema Strahlenbelastung finden. Der Mensch wird nämlich durch die Wechselwirkungseffekte und die dadurch entstehende Streustrahlung selbst zur Röntgenquelle. Die entstehende Sekundärstrahlung wird in alle Richtungen gestreut/emittiert und kann den ganzen Körper schädigen. In Anlehnung an 1.3.3 bringt man den Schülern nun die biologische

¹⁹ e-Funktion als fundamentale ‚Naturfunktion‘, die in vielen Naturgesetzen auftritt.

Wirkung der Strahlung auf den Organismus bei und führt die im Lehrplan verlangten Dosisbegriffe ein. Man kann auch schon auf den Strahlenschutz, z.B. mit Bleischürze oder Bleiverkleidung der Röntgenröhre eingehen. Das Thema sollte jedoch später bei Behandlung der radioaktiven Strahlen noch konkretisiert werden.

2.4 Detektion und Bildaufbau

Dieser Abschnitt kann sehr knapp gehalten werden, evtl. eine bis zwei Schulstunden. Die Detektion wird vorgestellt und kann so wiederholend wirken, da z.B. Halbleitereigenschaften aus der 10. Jahrgangsstufe in der Diode vorkommen (vgl. Kap. III 1.3 und Kap. III 2.2.5), oder vorausschauend im Bezug auf das Geiger-Müller-Zählrohr bzw. die Ionisationskammer in Kapitel 6 des Lehrplans. Näher eingehen kann man auf die Darstellung der μ -Werte im CT Bild analog zu 1.3.6 und auf den Begriff der Fensterung. Es bietet sich auch noch an Artefakte, wie das der Strahlaufhärtung qualitativ zu unterrichten. Mit ihren erworbenen Kenntnissen über weiche und harte Strahlung sollten die Schüler jetzt mit diesem Phänomen umgehen können.