

7 Nukleardiagnostik

Literatur zu diesem Kapitel

- “Bildgebende Verfahren in der Medizin”, O. Dössel, Springer-Verlag.
- “Medizinische Physik”, Band 2: “Medizinische Strahlenphysik”, J. Bille, W. Schlegel (Hrsg.), Springer.
- “Kern- und Teilchenphysik”, A. Das, T. Ferbel, Spektrum.

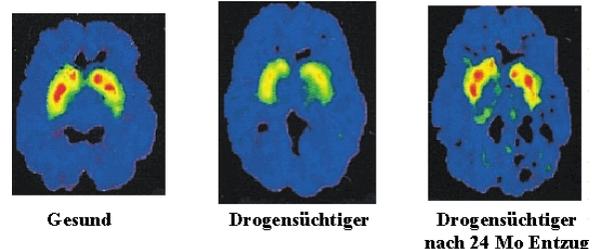


Abbildung 7.1: Gehirnaktivität gemessen mit PET. Volkow et al. [17]

7.1 Grundlagen der Nuklearmedizin

7.1.1 Prinzip

Die Nuklearmedizin nutzt radioaktive Elemente für diagnostische und therapeutische Zwecke. In diesem Kapitel beschäftigen wir uns mit den diagnostischen Anwendungen. Ziel dieser Anwendungen ist es meistens, funktionelle Abläufe sichtbar zu machen, teilweise auch zeitaufgelöst. Radioaktive Isotope sind häufig die einzige Möglichkeit, zu verfolgen, wie ein Stoff vom Körper aufgenommen, verarbeitet, gespeichert und wieder ausgeschieden wird.

Dazu wird ein radioaktives Isotop in den Körper des Patienten eingebracht, typischerweise durch Injektion in die Blutbahn, Schlucken in den Magen-Darm Trakt, oder durch Inhalation in die Lunge. Die Menge an Aktivität, die in den Körper eingebracht wird, ist bekannt, und aus der ebenfalls bekannten Zerfallszeit kann die Gesamtaktivität zu einem späteren Zeitpunkt errechnet werden. Ziel der diagnostischen Verfahren ist es, zu bestimmen, wo im Körper sich diese Aktivität befindet, d.h. gesucht ist $A(x, y, z, t)$.

Um die Aktivität an den gewünschten Ort im Körper zu bringen, werden **Tracer** eingesetzt. Dabei handelt es sich um radioaktiv markierte Moleküle, die an chemischen Prozessen, wie zum Beispiel dem Stoffwechsel, beteiligt sind oder in bestimmte Organe dif-

fundieren (Perfusion) oder auch nur mitgespült werden, im Blut oder in der Atemluft. Welche Moleküle als Tracer besonders gut geeignet sind, hängt also von der gewünschten Information ab.

Da der radioaktive Zerfall ein statistischer Prozess ist, enthalten die erzeugten Bilder notwendigerweise eine gewisse Statistik. Eine zu geringe Aktivitätskonzentration führt zu einem entsprechend großen Fehler. Für eine reine Funktionsdiagnostik wird jedoch wesentlich weniger Aktivität benötigt, als für eine hochaufgelöste Bildgebung notwendig wäre.

Die **Szintigraphie** erfasst die räumliche Verteilung der Radioaktivität im Körper. Die Kinetik beschreibt den zeitlichen Verlauf der Radioaktivitätsverteilung im Körper. Sie wird einerseits durch den radioaktiven Zerfall bestimmt, andererseits durch die physiologischen Prozesse im Körper. Dabei hängt die Geschwindigkeit des radioaktiven Zerfalls vom verwendeten Isotop ab, die physiologischen Prozesse vom verwendeten Molekül.

7.1.2 Radioaktiver Zerfall

Von einer gegebenen Zahl N von radioaktiven Kernen zerfällt in einem bestimmten Zeitintervall ein fester Anteil, so dass die Zahl exponentiell abnimmt:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Hier stellt $N(t)$ die Anzahl vorhandene Kerne zur Zeit t , N_0 die Anfangszahl der vorhandenen Kerne und λ die Zerfallsrate dar. Diese ist invers proportional zur Halbwertszeit $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$.

Die **Aktivität** $A(t)$ einer Menge radioaktiven Materials ist definiert als die Anzahl Zerfälle pro Zeiteinheit, also

$$A(t) := -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t},$$

und wird gemessen in Becquerel [Bq]. In der Literatur (vor allem in älteren Arbeiten) wird außerdem die Einheit Curie (Ci) verwendet. $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$.

Typische Aktivitäten in der nuklearmedizinischen Diagnostik sind zwischen 100 und 1000 MBq, d.h. $10^8 - 10^9$ Zerfälle pro Sekunde. Eine Aktivität von z.B. 100 MBq entspricht somit 10^8 Zerfällen pro Sekunde. Die entsprechende Anzahl an radioaktiven Atomen, $N = A/\lambda$, ergibt sich aus der Lebensdauer, $N = T_{1/2}/\ln 2$: Beträgt diese z.B. 1000 s, so benötigt man $1,4 \cdot 10^{11}$ Atome für eine Aktivität von 100 MBq.

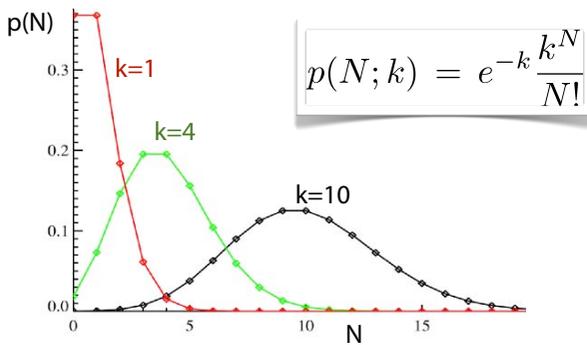


Abbildung 7.2: Poisson Statistik

Der radioaktive Zerfall ist ein reiner Zufallsprozess. Die Zahl der in einem bestimmten Zeitraum gemessenen Zerfälle ist deshalb durch die Poisson-Verteilung gegeben:

$$p(N; k) = e^{-k} \frac{k^N}{N!}.$$

Hier stellt k den Erwartungswert dar, d.h. die mittlere Zahl von Zerfällen über das Messintervall, und N die

effektiv gemessene Zahl von Zerfällen. Bei k Zerfällen beträgt die Unsicherheit \sqrt{k} . Da man einzelne Zerfälle zählt, ist die minimal notwendige Aktivität dadurch bestimmt, dass auf dem Detektor genügend Photonen eintreffen und die relative Unsicherheit, $\sqrt{k}/k = 1/\sqrt{k}$ genügend klein wird. Um die Strahlenbelastung des Patienten nicht unnötig erhöhen zu müssen, versucht man deshalb, aus einem möglichst großen Anteil der Zerfälle ein Signal zu gewinnen. Dies bedeutet insbesondere auch, dass die verwendeten Elemente möglichst wenig andere Zerfallskanäle aufweisen sollten.

Es gibt verschiedene Arten von radioaktivem Zerfall. Beim α -Zerfall wird ein Helium-Kern emittiert, bei der β^\pm -Strahlung Positronen, beziehungsweise Elektronen. Der K-Einfang ist ein besonderer Fall des β -Zerfalls, bei dem ein Hüllenelektron der inneren Schalen durch den Kern "eingefangen" wird und eine charakteristische Strahlung ausgesendet wird. Als drittes kann γ -Strahlung auftreten. Dabei wird die überschüssige Energie angeregter Kerne durch Abstrahlung hochenergetischer Photonen abgegeben.

In der nuklearmedizinischen Diagnostik wird vor allem γ -Strahlung verwendet. Dies kann aus einem γ -Zerfall stammen, aus Vernichtungsstrahlung oder K-Einfang. Bei α - und β -Strahlung ist die Reichweite zu gering, so dass die Strahlung vor allem innerhalb des Körpers absorbiert wird. Diese Strahlenbelastung ist erwünscht bei der Nukleartherapie (z.B. Brachytherapie), aber nicht bei der Diagnostik.

Vernichtungsstrahlung entsteht, wenn sich ein Elektron und sein Antiteilchen, das Positron, gegenseitig vernichten. Die Ruhemasse der beiden Teilchen wird in elektromagnetische Strahlung umgewandelt. Energieerhaltung bedingt eine gesamte Strahlungsenergie von $2 \cdot 511 \text{ keV}$. Impulserhaltung bedingt einen Gesamtimpuls von (fast) 0. Deshalb wird die Energie auf zwei Photonen verteilt, welche jeweils eine Energie von 511 keV und entgegengesetzten Impuls besitzen.

7.1.3 Eigenschaften von Radionukliden

Eine entscheidende Rolle spielen die isomeren Kerne in der Anwendung, die sich nach einem erfolgten β -Zerfall in einem angeregten, metastabilen Zustand befinden. Diese metastabilen Zustände können Halbwertszeiten von bis zu einigen Tagen besitzen. Während des angeregten Energiezustandes isomerer Kerne werden entweder Gammastrahlung oder Konversionselektronen ausgesendet. Der Buchstabe m am Elementsymbol kennzeichnet metastabile Kerne. Eine herausragende Stellung in der Nuklearmedizin besitzt ^{99m}Tc , da es ein reiner Gammastrahler ist und daher wenig Strahlenexposition für den Patienten bedeutet.

In der Nuklearmedizin werden keine in der Natur vorkommenden Elemente benutzt, wegen ihrer negativen Eigenschaften:

- Radiotoxizität;
- es tritt nicht nur die gewünschte Strahlenart auf, sondern auch andere, die nur zur erhöhten Strahlenbelastung des Patienten führt;
- viel zu lange Halbwertszeit (sonst wären diese Elemente nicht mehr in der Natur vorhanden);
- zu schlechte radiochemische Reinheit.

Deshalb müssen die verwendeten Elemente zuerst hergestellt werden.

7.1.4 Herstellung von Radionukliden

Für die Herstellung von Radionukliden sind entweder Kernreaktoren oder ein Zyklotron notwendig (Abbildung 7.3).

Kernspaltung	$^{235}_{92}\text{U} + {}^1_0\text{n} \rightarrow ^{236}_{92}\text{U} \rightarrow ^{99}_{42}\text{Mo} + ^{133}_{50}\text{Sn} + 4\frac{1}{0}\text{n}$
Neutronenbeschuss	$^{98}_{42}\text{Mo} + \text{n} \rightarrow ^{99}_{42}\text{Mo} + \gamma$
Beschuss mit geladenen Teilchen; z.B. am Zyklotron	$^{18}_8\text{O} + \text{p} \rightarrow ^{18}_9\text{F} + \text{n}$

Abbildung 7.3: Herstellung von Radionukliden.

^{99}Mo kann z.B. entweder durch Kernspaltung oder durch Neutronenbeschuss (in einem Kernreaktor)

hergestellt werden. Beim Beschuss mit geladenen Teilchen in einem Zyklotron sind wegen der Coulomb-Barriere recht hohe Energien nötig, etwa 10 MeV. Es gibt heutzutage aber "Baby-Zyklotrons", die diese Energien erreichen und in einem 30 m²-Raum der Klinik installiert werden können.

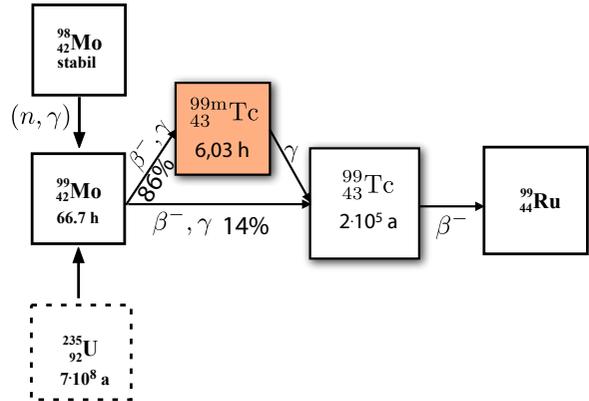


Abbildung 7.4: Radionuklidengenerator-Prinzip.

Das wichtigste Beispiel ist die Gewinnung von ^{99m}Tc aus ^{99}Mo , das in einem Kernreaktor durch Neutroneneinfang oder Kernspaltung gewonnen wird. Es wird in Bleibehältern in die Klinik gebracht, einem sogenannten Radionuklidengenerator. Transportzeiten von 1 Tag sind bei einer Halbwertszeit von 66.7 Stunden zu vertreten. In der Klinik wandelt sich das ^{99}Mo in das metastabile ^{99m}Tc um, das eine Halbwertszeit von 6 Stunden besitzt.

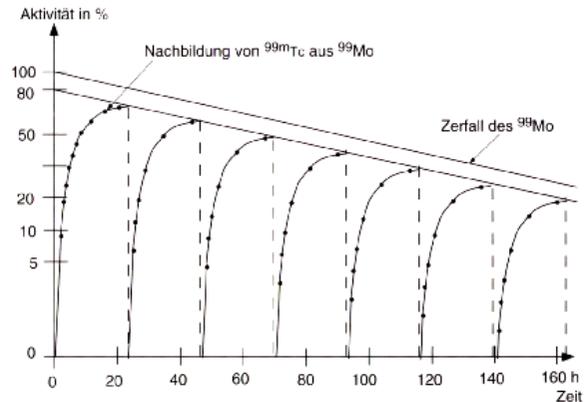


Abbildung 7.5: Herstellung von Technetium.

Das hierbei entstehende Per Technetat ist im Ge-

gensatz zu der Molybdän-Verbindung wasserlöslich, kann also herausgewaschen werden und in eine Spritze gezogen und injiziert werden. Nach einem Tag hat sich wieder genug Per technetat gebildet, dass der Vorgang wiederholt werden kann, man spricht vom täglichen "melken" des Generators. Nach 1 Woche ist der Generator verbraucht und muss ausgetauscht werden.

7.2 Messtechnik

Neben der Herstellung der verwendeten Tracermaterialien ist die Messtechnik die wichtigste Voraussetzung für die Nuklearmedizin: die emittierte Strahlung muss möglichst effizient nachgewiesen werden. Dadurch ergeben sich die wichtigsten Anforderungen an die Messgeräte:

- Hohe Empfindlichkeit; dadurch kann die Menge an benötigter Aktivität und damit die Strahlenbelastung des Patienten gering gehalten werden.
- Gute Energieauflösung zur Unterdrückung von gestreuten Photonen.
- Kurze Abklingzeit; damit werden hohe Zählraten möglich.

Für einfache Messungen einer Aktivität kann man Geiger-Müller Zählrohre verwenden. Für bildgebende Messungen von Gammastrahlen sind diese aber weniger geeignet. Hier haben sich Szintillationszähler durchgesetzt.

7.2.1 Szintillationsdetektoren

Wie schon erwähnt, besitzen reine Gammastrahler wie ^{81m}Kr und ^{99m}Tc die günstigsten Eigenschaften für die konventionelle nuklearmedizinische Diagnostik. Für die Registrierung von Gammastrahlung im Bereich von 50 bis 511 keV haben sich Szintillationsdetektoren durchgesetzt.

Dabei werden in einem geeigneten Material (meistens NaI) durch die γ -Strahlung mehrere optische

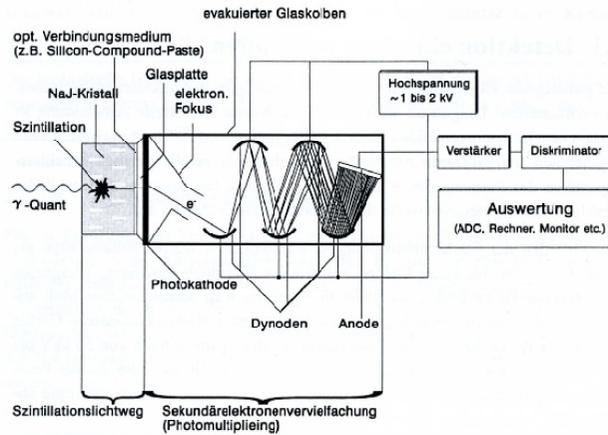


Abbildung 7.6: Szintillationsdetektor und Sekundärelektronenvervielfacher.

Photonen erzeugt. Wird das γ -Photon vollständig absorbiert, so ist die Zahl der optischen Photonen proportional zur Energie des γ -Photons. Diese Photonen werden zur Photokathode eines "Photomultipliers" gebracht. Dort werden dadurch Photoelektronen erzeugt, welche in den nachfolgenden Verstärkerstufen des Sekundärelektronenvervielfachers vervielfacht werden.

Die Forderungen an den Szintillatorkristall sind:

- Größe angepasst an das Messproblem;
- Ausreichende Dicke, hohe effektive Ordnungszahl;
- Hohe Homogenität und optische Durchlässigkeit.

Die Größe variiert von 1 Quadratzentimeter bis zu $40 \cdot 60 \text{ cm}^2$ für Ganzkörperszintigramme. Als Materialien werden NaI:Tl und BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) verwendet. Die Tl-Dotierung des NaI Kristalls reduziert die Eigenabsorption und ergibt damit eine bessere Lichtausbeute.

Wie die Tabelle in Abb. 7.7 zeigt, ist die Lichtausbeute bei NaI am höchsten. Allerdings ist hier die Absorptionswahrscheinlichkeit etwas geringer als beim BGO, welches eine höhere effektive Ordnungszahl besitzt. Die Abklingzeit sollte möglichst kurz sein, damit hohe Zählraten möglich sind.

	Nal(Tl)	BGO
Dichte (gcm ⁻³)	3,67	7,13
Ordnungszahl	11,53	82, 32, 8
Relative Lichtausbeute (normiert auf NaI)	1,0	0,08
Szintillations-Linie bei Wellenlänge (nm)	410	480
Brechungsindex	1,78	2,15
Szintillations-Abklingdauer (ns)	230	300
Nachweis-Effektivität %	(100 keV)	(400 keV)
Kristalldicke:		
20 mm	61	90
8 mm	52	84
4 mm	46	78

Abbildung 7.7: Eigenschaften von Szintillatormaterialien.

7.2.2 Kollimatoren

Um die Verteilung der Aktivität im Körper messen zu können, muss nicht nur die Zahl der Photonen, sondern auch ihr Ursprung bestimmt werden können. Man benötigt somit die Information, aus welcher Richtung ein Photon kommt. Da für γ -Strahlung keine Linsen zur Verfügung stehen, ist es nicht möglich, sie direkt abzubilden. Eine einfache (wenn auch ineffiziente) Möglichkeit liegt darin, nur Photonen aus einer bestimmten Richtung auf den Detektor zu lassen. Dafür verwendet man Kollimatoren.

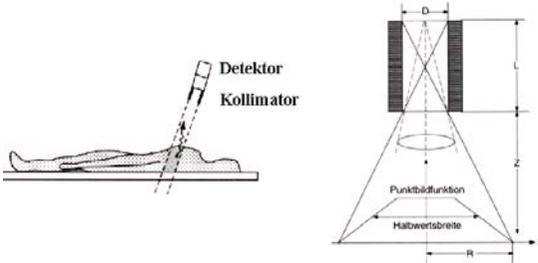


Abbildung 7.8: Kollimatoren: Prinzip und Abbildungsfunktion.

Ein idealer Kollimator lässt nur Strahlung aus einer bestimmten Raumrichtung durch. Dabei wäre allerdings die Empfindlichkeit Null. Ein realer Kollimator akzeptiert Strahlung aus einem gewissen Raumwinkel-Bereich. In der Praxis wählt man den Kollimator je nach Anwendung so, dass er einen für die Fragestellung sinnvollen Kompromiss zwischen Auflösung und Empfindlichkeit ergibt.

Die Auflösung kann quantifiziert werden über die Punktbildfunktion. Diese bezeichnet den Bereich, aus dem eine ideale punktförmige Quelle im Abstand Z vor dem Detektor zum Signal beiträgt. Wie in Abb. 7.8 dargestellt, berechnet sich der Radius R dieses Bildes als

$$R = \frac{D}{L} \left(Z + \frac{L}{2} \right).$$

Hier stellt D den Durchmesser des Kollimators, L seine Länge, und Z den Abstand vom Objekt dar. Je kleiner D wird, desto höher ist somit die Auflösung, aber desto geringer ist auch die Empfindlichkeit.

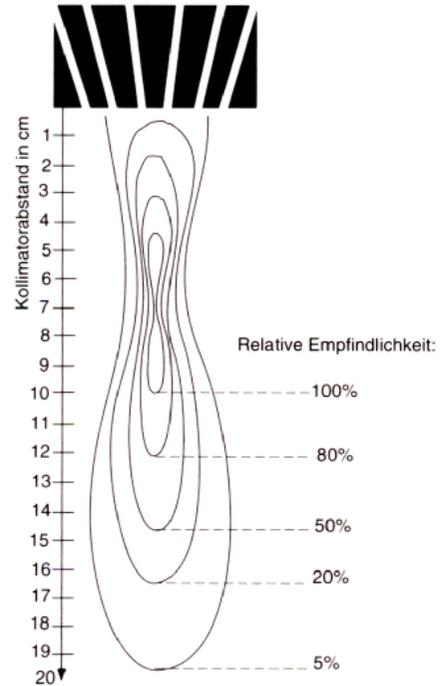


Abbildung 7.9: Fokussierender Kollimator.

Mit einer Kombination von Blenden ist es auch möglich, die Ortsauflösung zu verbessern und sogar eine gewisse Lokalisierung der Empfindlichkeit auf der Achse zu erreichen. Man bezeichnet dies als fokussierende Kollimatoren.

7.2.3 Diskrimination

Bei der Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Gewebe dominiert der Compton-Effekt. Dabei werden

die γ -Quanten nicht absorbiert, sondern nur gestreut. Nach der Streuung können sie immer noch auf dem Detektor eintreffen. Allerdings enthält ihre Ausbreitungsrichtung dann keine Information mehr über den Entstehungsort, sie tragen deshalb nicht mehr zum Signal bei, sondern nur zum Rauschen.

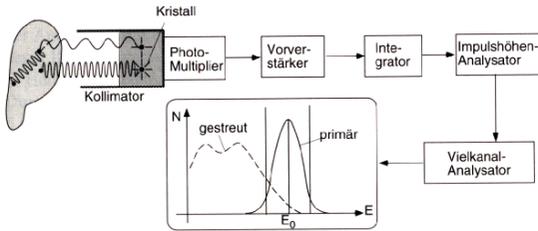


Abbildung 7.10: Unterscheidung zwischen direkt detektierter γ -Strahlung und gestreuter Strahlung durch Messung der Energie

Es ist deshalb nützlich, zwischen solchen γ -Quanten, die direkt auf den Detektor gelangen und damit nützliche Information enthalten, und solchen, welche auf dem Weg gestreut wurden, zu unterscheiden. Dies kann über eine Energiemessung erreicht werden: bei jedem Streuvorgang verlieren die γ -Quanten einen Teil ihrer Energie. Da die Anzahl der optischen Photonen, welche im Szintillationsdetektor erzeugt werden, von der Energie des auftreffenden γ -Quants abhängt, kann man die Energie aus dem elektronischen Signal messen. Man verwendet dafür einen Integrator und einen Impulshöhen-Analysator. Setzt man eine genügend hohe Schranke, so misst man nur noch nicht oder nur wenig gestreute γ -Strahlung.

Wie stark der Effekt der Streuung ist hängt u.a. vom Untersuchungsgebiet ab. Bei Untersuchungen am Herzen wird mehr Streustrahlung registriert als bei Schädeluntersuchungen.

7.2.4 Gamma-Kamera

Die Gamma-Kamera ist das wichtigste nuklearmedizinische Messinstrument. Der Messkopf besteht aus Kollimator, Szintillationskristall und der Ortungselektronik. Ziel ist es, die Aktivitätsverteilung in einem großen Bereich des Körpers simultan zu erfassen. Aus finanziellen Überlegungen kann die Anzahl

der Photomultiplier (PMT) nicht beliebig groß gemacht werden. Eine Möglichkeit, den Auftreffpunkt eines γ -Quants mit einer Auflösung zu messen, welche nicht durch die Größe des Photomultipliers begrenzt ist, wurde von Anger entwickelt. Das Gerät wird als Gamma-Kamera bezeichnet und ermöglicht mit relativ wenigen Photomultipliern eine relativ hohe Ortsauflösung. Benutzt wird dabei ein Widerstandsnetzwerk zur Messung.

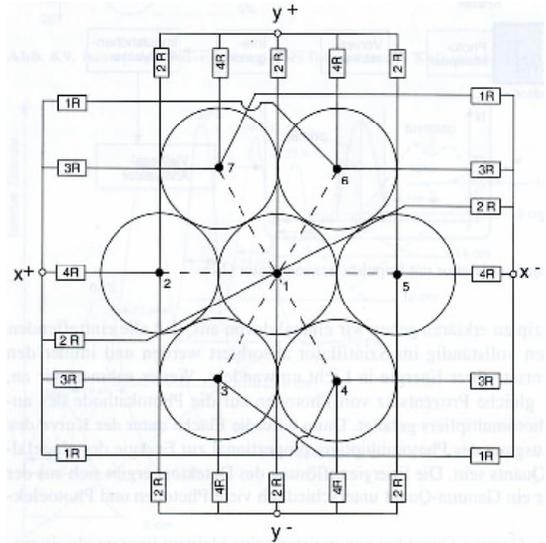


Abbildung 7.11: Prinzip der Ortsbestimmung mit einer Gammakamera; hier mit 7 PMs.

Das Widerstandsnetzwerk ist so ausgelegt, dass die Verteilung der Lichtintensität in den PMTs, welche durch einen gegebenen Lichtpuls erzeugt wird, die Quelle des Blitzes lokalisiert. Ein Lichtblitz erzeugt Signale in mehreren PMs; deren Beiträge werden über das Widerstandsnetzwerk gewichtet, um so den Schwerpunkt der Photonenverteilung zu ermitteln und eine möglichst genaue Messung der Position zu erhalten. Die Qualität der Gamma-Kamera hängt entscheidend von der gleichmäßigen und stabilen Empfindlichkeit der Photomultiplier ab. Daher werden regelmäßig Kalibrationen durchgeführt und Korrekturverfahren benutzt. Bei der Gamma-Kamera (Anger-Kamera) werden heute 37 bis 100 Photomultiplier benutzt. Der Durchmesser beträgt 20 bis 50 cm, die Dicke des Szintillatorkristalls ist 6 mm für 200 keV bis zu 12 mm für Vernichtungs-

strahlung (511 keV). Die Ortsauflösung beträgt 3 bis 5 mm.

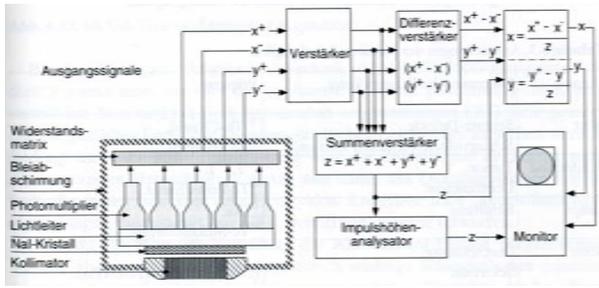


Abbildung 7.12: Schema einer Gamma-Kamera.

untersuchtes Organ	Radiopharmakon	applizierte Aktivität MBq	Energiedosis/ Untersuchung	
			kritisches Organ mGy	Gonaden mGy
Schilddrüse	^{99m} Tc-Perthchnetat	37	6	0,2
	¹³¹ Jodid	1,85	500	0,3
Hirn	^{99m} Tc-Perthchnetat	370	60	2
Lungen	^{99m} Tc-MAA	74	5	0,05
Leber/ Milz	^{99m} Tc-S-Kolloid	111	12	0,15
	^{99m} Tc-S-Kolloid	111	3	0,15
Nieren	^{99m} Tc-DMSA	74	1	0,4
Knochen	^{99m} Tc-DPD	444	5	3

Abbildung 7.14: Anwendungen der Szintigraphie und resultierende Strahlenbelastung.

7.3 Nuklearmedizinische Verfahren

7.3.1 Planare Szintigraphie

Bei der planaren Szintigraphie wird die Gamma-Kamera über dem zu untersuchenden Organ gehalten und die **Aktivitätsverteilung** aufgenommen. Fokussierende Kollimatoren können benutzt werden, um die Empfindlichkeit in einer vorgegebenen Tiefe zu erhöhen. Die planare Szintigraphie entspricht dem Projektionsröntgen: man misst Linienintegrale der Aktivität, anstelle der Linienintegrale der Abschwächungskoeffizienten.

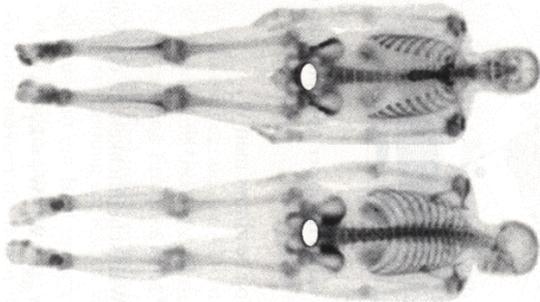


Abbildung 7.13: Kankkörper Scintigramme; oben: ventral; unten: dorsal.

Am häufigsten wird ^{99m}Tc eingesetzt. Die Strahlenbelastung ist akzeptabel, da es ein reiner Gammastrahler ist, mit einer kurzen Abklingdauer von ca. 6 Stunden. Die Photonenenergie beträgt 140 keV.

Je nach diagnostischem Ziel wird das Radionuklid in ein geeignetes Radiopharmakon eingebaut. Diese sind chemisch-pharmakologisch so konzipiert, dass der Organismus die Aktivität an die gewünschte Stelle im Körper transportiert. Einige Anwendungen sind in Abb. 7.14 zusammengefasst. Das ebenfalls aufgeführte ¹³¹I mit seiner relativ langen Halbwertszeit von etwa 8 Tagen wird nicht primär für diagnostische Zwecke eingesetzt, sondern für die Therapie. Szintigraphie wird in diesem Zusammenhang für die Kontrolle der Therapie verwendet. Mit typischen Dosen von einigen mGy (je nach Anwendung) ist die Strahlenbelastung vergleichbar oder geringer als bei Röntgenaufnahmen. Dosis wird gemessen in absorbierter Energie pro Masse; die Einheit ist 1 Gy = 1 J/kg.

Angewendet wird die planare Szintigraphie zur Organ-Diagnostik, der Entdeckung von Tumoren in Knochen und Schilddrüse, sowie bei Herz-, Lungen- und Nierenuntersuchungen (Schlagvolumen des Herzens, Belüftung der Lunge, Durchblutung der Niere).

Bei der Untersuchung des Herzens nach Septumdefekten bringt man ein Tc-Präparat in die Vene ein und misst die Zeit, welche die Aktivität benötigt, um von der rechten (via die Lunge) in die linke Herzkammer zu gelangen. Trifft die Aktivität zu früh ein, deutet das auf einen Septumdefekt hin.

Eine weitere mögliche Anwendung ist die Messung

des Herzvolumens: Dazu triggert man die Scintillationsmessung mit Hilfe des EKGs und misst die Aktivität im Herzen für unterschiedliche Zeiten während des Herzzyklus. Um genügend Signal zu erhalten, muss über eine große Zahl von Herzschlägen gemittelt werden.

Beobachtet man Anreicherung von Aktivität in Knochen, so deutet dies auf möglichen Krebs hin.

7.3.2 SPECT

SPECT steht für Single Photon Emission Computer Tomography. Es ist vergleichbar mit der planaren Szintigraphie, liefert aber dreidimensionale (3D) Bilder, indem, ähnlich wie bei der Röntgen-CT, aus vielen Projektionen im Rechner die dreidimensionale Aktivitätsverteilung rekonstruiert wird. Dafür wird das Linienintegral über die Aktivitätsdichte gemessen, anstelle von Schwächungskoeffizienten:

$$\text{Signal} \propto \int dl A(x, y, z).$$

Die einzelnen Messungen sind identisch mit denjenigen der planaren Szintigraphie; typischerweise verwendet man eine Gamma-Kamera. Es können die gleichen Rekonstruktionsverfahren benutzt werden wie bei der Röntgen-CT. Wegen der relativ schlechten Ortsauflösung der Gamma-Kamera werden weniger Messpunkte pro Projektion aufgenommen. Üblich sind 100 bis 200 Projektionen mit 128·128 Pixel.

Es gibt mehrere Bauformen eines SPECT-Gerätes: mit 1, 2 oder 3 Messköpfen, die kreisförmig oder elliptisch um den Patienten rotieren.

7.3.3 Bildrekonstruktion

Das am häufigsten eingesetzte Rekonstruktionsverfahren ist die gefilterte Rückprojektion. Dabei wird eine Abschneidung bei relativ niedrigen Ortsfrequenzen durchgeführt, wegen dem hohen Quantenrauschen der Messwerte. Man erzielt so 10 bis 15 mm Bildauflösung. Bessere Bilder erhält man durch iterative Rekonstruktionsverfahren, wenn die Absorptionsprozesse im Körper mit berücksichtigt werden.

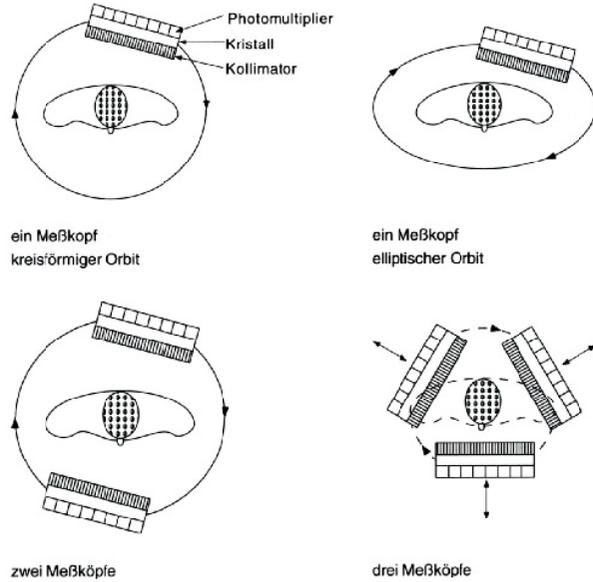


Abbildung 7.15: SPECT.

Eine direkte Rekonstruktion des Bildes erzeugt eine Reihe von Artefakten. Die wichtigsten Ursachen sind

- Die Kollimatoren messen nicht echte Linienintegrale der Aktivität.
- Die γ -Strahlung wird auf dem Weg zum Detektor teilweise absorbiert.
- Gestreute Strahlung wird nicht vollständig unterdrückt.

Als Beispiel für den Effekt der Absorption betrachten wir die 140 keV Strahlung von ^{99}Tc . Liegt die Quelle der Aktivität 5 cm unter der Körperoberfläche, so werden ca. 50% der Strahlung im Körper absorbiert. In einer anderen Blickrichtung liegen z.B. 15 cm Gewebe über der Quelle, so dass in dieser Richtung nur noch 12.5% der Strahlung den Detektor erreicht. Wird dies bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt, so erhält man Artefakte.

Eine Möglichkeit, dieses Problem zu korrigieren, besteht darin, zwei Messungen in entgegengesetzter Richtung zu vergleichen. Ohne Absorptionsdifferenzen sollten die beiden identische Linienintegrale ergeben. Berücksichtigt man die Absorption im Gewebe und nimmt zunächst einmal an, dass das Gewebe (bezüglich Absorption) homogen sei, so erhält man

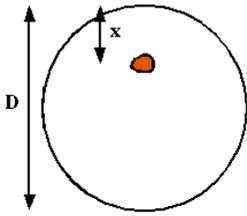


Abbildung 7.16: Prinzip der Absorptionskorrektur.

im gezeigten System für die Strahlung, welche einen Detektor vorn bzw. anterior (oben) erreicht, den Wert

$$S_A = k \cdot A(x) \cdot e^{-\mu x},$$

wobei k einen Kalibrierungsfaktor, $A(x)$ die Aktivität am Ort x , und μ den mittleren Schwächungskoeffizienten des Gewebes darstellt.

Eine entsprechende Messung in der entgegengesetzten Richtung (posterior) ergibt

$$S_P = k \cdot A(x) \cdot e^{-\mu(D-x)}.$$

Die unerwünschte Abhängigkeit von der Position x kann somit eliminiert werden, indem man das geometrische Mittel bildet:

$$S_{GM} = \sqrt{S_A \cdot S_P} = k \cdot A \cdot e^{-\mu D/2}.$$

Eine genaue Korrektur setzt voraus, dass man den Abschwächungskoeffizienten μ kennt. Dieser kann z.B. durch eine entsprechende Transmissionsmessung bestimmt werden.

Im Rahmen des iterativen Rekonstruktionsverfahrens kann man die Abschwächungskoeffizienten so anpassen, dass man ein optimales Bild erhält.

Abb. 7.17 zeigt als Beispiel einer Anwendung neun Schnittbilder durch ein Herz. Dies dient z.B. für die Validierung der Herzmuskulatur, z.B. nach einem Herzinfarkt: wenn ein Gewebe noch durchblutet ist und damit Aktivität zeigt, so ist es noch vital.

7.3.4 Positron-Emissions-Tomographie (PET)

In der PET wird die Molekülmarkierung mit einem Positronenstrahler vorgenommen. Man erhält

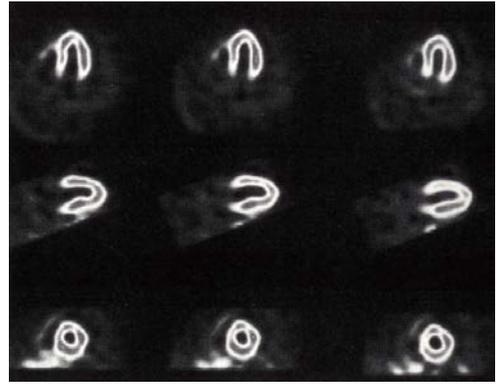


Abbildung 7.17: SPECT Schnittbild des Herzes.

bei der Annihilation von Positronen mit Elektronen zwei 511 keV Gamma-Quanten. Diese bewegen sich praktisch in entgegengesetzter Richtung, da der Impuls von Elektron und Positron deutlich geringer ist als der Impuls eines Photons. Der endliche Gesamtimpuls von Elektron und Positron führt zu einer Winkelverteilung der relativen Ausbreitungsrichtung der Photonen von etwa 0.3 Grad. Die mittlere Weglänge der Positronen zwischen Emission und Annihilation beträgt 1-2 Millimeter.

Isotope	half-life (min)	Maximum positron energy (MeV)	Positron range in water (FWHM in mm)	Production method
^{11}C	20.3	0.96	1.1	cyclotron
^{13}N	9.97	1.19	1.4	cyclotron
^{15}O	2.03	1.70	1.5	cyclotron
^{18}F	109.8	0.64	1.0	cyclotron
^{68}Ga	67.8	1.89	1.7	generator
^{82}Rb	1.26	3.15	1.7	generator

Abbildung 7.18: Die wichtigsten PET Kerne.

Die wichtigsten Strahler sind kurzlebig mit einer Halbwertszeit von 10 bis 100 Minuten: ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{30}P und vor allem ^{18}F . Der Vorteil von kurzlebigen Strahlern sind eine geringe Strahlenbelastung des Patienten, der Nachteil die häufiger erforderliche Nachlieferung des Präparats.

Der Zerfall wird nachgewiesen, indem man γ -Detektoren rund um den Patienten anbringt und nach Koinzidenzen sucht. Mit einem typischen Zeitfen-

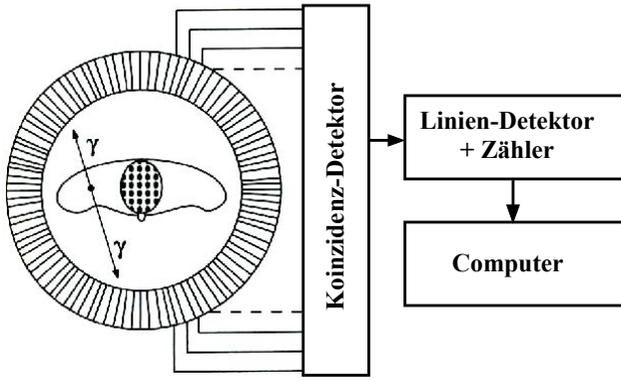


Abbildung 7.19: PET.

ster von 10-20 ns werden nur Ereignisse berücksichtigt, welche von Annihilationsprozessen stammen. Der Ort muss dann auf der Verbindungsgeraden zwischen den beiden Detektoren liegen. Indem man die Pulshöhen (\sim Photonenergie) misst kann man gestreute Photonen eliminieren, deren Richtungsinformation irreführend wäre.

Die Detektoren müssen an die relativ hohe Energie von 511 keV angepasst sein, um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen. Das Standardmaterial ist $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO), welches eine relativ gute Lichtausbeute und eine kurze Abklingdauer aufweist. Meist werden mehrere Szintillatorkristalle mit einer Gamma-Kamera verbunden, um den Ort zu bestimmen, an dem das γ -Quant eintrifft. Die Messgenauigkeit für den Auftreffpunkt beträgt etwa 2 mm.

Ein Detektorring umfasst heute bei einem Durchmesser von 1 m rund 600 Detektoren. Meist werden mehrere Ringe verwendet, um mehr als eine Schicht gleichzeitig messen zu können.

Im Gegensatz zu SPECT benötigt man bei PET keine Kollimatoren. Deshalb ist die Ausbeute wesentlich höher und damit die notwendige Aktivität deutlich kleiner.

7.3.5 Auflösung

Die räumliche Auflösung einer PET-Messung wird durch mehrere Faktoren bestimmt:

- Die freie Weglänge der Positronen (einige mm).

- Der endliche Impuls von Elektron / Positron, welcher zu einer Winkelverteilung um 180° führt; die Halbwertsbreite beträgt ca. 0.3° .
- Endliche Auflösung bei der Positionsbestimmung der γ -Quanten in den Detektoren. Hier trägt z.B. auch bei, dass die Strahlung nicht senkrecht auf die Detektoren einfällt, sondern schräg durch diese durchläuft. Dies führt z.B. dazu, dass die Lokalisierung von Quellpunkten außerhalb des Zentrums schlechter ist als im Zentrum.

Physikalisch möglich ist eine Auflösung von 2 bis 3 mm, technisch wird eine Ortsauflösung von 5 mm erreicht.

7.3.6 Bildrekonstruktion

Die Rekonstruktion des Bildes erfolgt ähnlich wie bei SPECT und CT: man kann sowohl Rückprojektion wie auch iterative Verfahren verwenden.

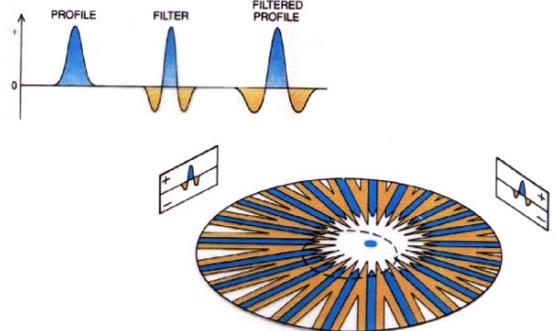


Abbildung 7.20: Gefilterte Rückprojektion

Bei der Rückprojektion verwendet man Filter, um die Auflösung zu verbessern.

Iterative Verfahren simulieren jeweils anhand eines Modells für das Objekt die beobachteten Signale. Dabei kann z.B. die Absorption im Gewebe mit berücksichtigt werden. Man optimiert die Parameter, welche das Objekt beschreiben, bis eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen gerechnetem und gemessenem Signal erreicht wird. Dieses Verfahren ist wesentlich aufwändiger als die Rückprojektion, liefert aber schärfere Bilder.

^{18}F fluorodeoxyglucose PET an Alzheimer Patient

Rückprojektion

Maximum Likelihood

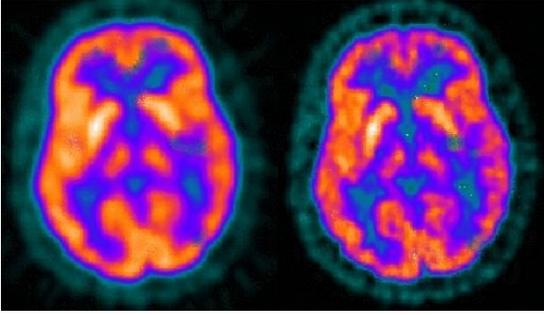


Abbildung 7.21: Vergleich unterschiedlicher Bildrekonstruktionsverfahren.

Abbildungsfehler entstehen auf ähnliche Weise wie bei SPECT:

- Absorption im Gewebe
- Zufällige Koinzidenzen bei hohen Zählraten
- Nachweis von gestreuten Quanten

Da bei PET immer in 2 Richtungen auf der gleichen Linie detektiert wird, ist hier die Absorptionskorrektur wesentlich einfacher und präziser. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon, welches an der Position x erzeugt wurde, den Detektor 1 erreicht, ist

$$w_1 \propto \exp\left(-\int_x^{x_1} \mu(l) dl\right).$$

Die entsprechende Wahrscheinlichkeit, dass das zweite Photon den zweiten Detektor erreicht, ist

$$w_2 \propto \exp\left(-\int_{x_2}^x \mu(l) dl\right).$$

Damit wird die Wahrscheinlichkeit für den Koinzidenzfall

$$w = w_1 w_2 \propto \exp\left(-\int_{x_1}^{x_2} \mu(l) dl\right).$$

Es tritt somit nur noch das Linienintegral $\int_{x_1}^{x_2} \mu(l) dl$ auf, und die Abhängigkeit von der Position auf dieser Linie verschwindet.

Die Absorptionskorrektur ist exakt, wenn man mit einer Transmissionsmessung die Integrale $\int \mu(x) dx$ entlang dem Messpfad bestimmt.

7.3.7 Anwendungen

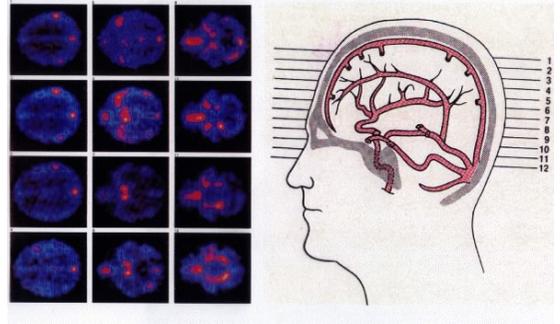


Abbildung 7.22: Durchblutungsmessung im Gehirn mit PET

PET wird verwendet für

- Onkologie: Tumor-Erkennung und -Lokalisierung
- Neurologie: Gehirnfunktion, Epilepsie, Alzheimer, Durchblutung (z.B. Schlaganfall)
- Kardiologie: Durchblutung und Stoffwechsel des Herzes; Schlaganfall
- Pharmaforschung: Aufklärung der Wirkungsweise von Medikamenten