

# 13 Nukleardiagnostik

Literatur zu diesem Kapitel

- Dössel, Bildgebende Verfahren in der Medizin, Kap. 6
- Bushberg et al., The essential physics of medical imaging, Kap. 19 - 22
- Morneburg, Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Kap. 10
- Suetens, The fundamentals of medical imaging, Kap. 5
- Bille, Schlegel, Medizinische Physik, Band 2, Kap. 7, 17
- Allisy-Roberts, Williams, Farr's Physics for medical imaging, Kap. 8
- Gopal B. Saha, Basics of PET Imaging, Springer
- [http://depts.washington.edu/nucmed/IRL/pet\\_intro/](http://depts.washington.edu/nucmed/IRL/pet_intro/)

## 13.1 Grundlagen der Nuklearmedizin

### 13.1.1 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. Durch das gezielte Einbringen von entsprechenden Verbindungen können einzelne Funktionen getestet

werden, wie zum Beispiel Gehirnaktivität, die Entstehung von Ablagerungen im Gehirn, Entzündungen oder Krebsherde.

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  $A(x, y, z, t)$ .

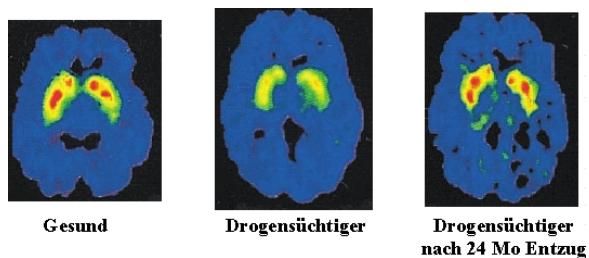


Abbildung 13.1: Gehirnaktivität gemessen mit PET.  
[10]

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 diffundieren (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 hochauflöste 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. Dafür verwendet man  $\gamma$ -Strahler als Tracer.

Die wichtigste Methode der Nukleardiagnostik ist Positronen-Emissions-Tomographie (PET). Hier verwendet man einen  $\beta^+$ -Strahler. Das emittierte Positron erzeugt bei der anschließenden Annihilation ein Paar von Photonen, welche nachgewiesen werden können.

### 13.1.2 Eigenschaften von Radionukliden

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

- Viel zu lange Halbwertszeit (sonst wären diese Elemente nicht mehr in der Natur vorhanden).
- Hohe Radiotoxizität, d.h. Schädlichkeit für den menschlichen Organismus.
- Es tritt nicht nur die gewünschte Strahlenart auf, sondern auch andere, die nur zur erhöhten Strahlenbelastung des Patienten führt.
- Zu schlechte radiochemische Reinheit.

Deshalb müssen die verwendeten Elemente zuerst hergestellt werden.

Außerdem ist die Art des Zerfalls wichtig: bei  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlern ist die Reichweite der Teilchen zu gering, um außerhalb des Körpers nachgewiesen zu werden. Man verwendet deshalb reine  $\gamma$ -Strahler (z.B. für SPECT), oder  $\beta^+$ -Strahler: in diesem Fall annihilieren die Positronen nahe beim Zerfallsort und erzeugen dabei ein Paar von  $\gamma$ -Quanten, welche wiederum den Körper verlassen. Von den häufigsten im Körper vorkommenden Elementen C, N, O, H,

P, aus denen sich die organischen Verbindungen zusammensetzen, existieren keine Isotope mit geeigneter  $\gamma$ -Emission. Man verwendet deshalb ‘exotische’ Elemente.

Für die Nukleardiagnostik geeignete Elemente sollten Zerfallszeiten im Bereich von einigen Minuten bis zu wenigen Stunden haben; kürzere Zeiten erschweren die Herstellung der benötigten Verbindungen, bei längeren Zeiten sind die spezifischen Aktivitäten gering und die Strahlenbelastung wird größer, wenn nicht alles Material aus dem Körper ausgeschieden wird.

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

Zu den Kriterien bei der Wahl der Nuklide gehört auch die Energie der  $\gamma$ -Quanten: Ist die Energie zu niedrig, werden sie im Körper des Patienten stark absorbiert. In diesem Fall ergibt das eine hohe Dosis aber kaum Signal. Ist die Energie zu hoch, ist die Nachweiseffizienz gering und die Kollimatoren sind wenig effektiv, was zu einer schlechten Auflösung führt. Eine Energie von etwa 140 keV gilt als guter Kompromiss. Hier liegt die Absorptionslänge im Gewebe in der Größenordnung von 10 cm. Dementsprechend werden auch die Detektoren, wie z.B.  $\gamma$ -Kameras ( $\rightarrow$  Kap. 13.2.6), auf diese Energie optimiert.

### 13.1.3 Herstellung von Radionukliden

Die erste künstliche Herstellung von radioaktiven Kernen gelang dem Ehepaar Joliot-Curie. Inzwischen wurden auf unterschiedliche Weise mehr als 2500 Arten von Kernen künstlich hergestellt. Die

Methoden müssen in der Lage sein, die benötigten Aktivitäten zu einem vernünftigen Preis herzustellen. Zu den wichtigsten Qualitätskriterien gehören die Reinheit und die spezifische Aktivität, also die Aktivität pro Masse, gemessen in Bq/kg.

Die gebräuchlichsten Methoden zur Erzeugung radioaktiver Isotope für medizinische Anwendungen:

- Kernspaltung/Neutroneneinfang: durch Neutronenbestrahlung in einem Kernreaktor; Bsp. Jod-131, Chrom-51, Eisen-59, Gold-198, Molybdän-99.
- Protonenbestrahlung: mit Hilfe eines Zyklotrons; Bsp. Indium-111, Gallium-67, Jod-123, Thallium-201.
- Isotopengenerator: Bsp. Technetium-99m, Gallium-68

Wir behandeln zunächst die Herstellung im Reaktor, über Kernspaltung oder Neutroneneinfang. Als konkretes Beispiel betrachten wir  $^{99}\text{Mo}$ , eines der wichtigsten Isotope für die medizinische Diagnostik ( $\rightarrow$  Kap.13.1.6). Es kann sowohl durch Spaltung, wie auch durch Neutroneneinfang hergestellt werden.

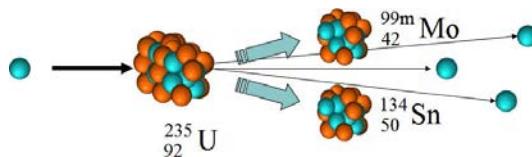
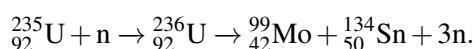


Abbildung 13.2: Herstellung von  $^{99}\text{Mo}$  durch Kernspaltung.

Bei der Spaltung von  $^{235}\text{U}$  entsteht ein relativ großer Anteil von  $^{99}\text{Mo}$ . Eine typische Reaktion ist



Diese Methode ist sehr effektiv und produziert  $^{99m}\text{Mo}$  mit hoher Radioaktivität. Allerdings ist die chemische Trennung schwierig und nur in Gegenwart anderer hoch radioaktiver Materialien möglich.

Andere Isotope, die aus den Spaltprodukten von  $^{235}\text{U}$  separiert werden können, sind  $^{131}\text{I}$  und  $^{133}\text{Xe}$ .

Eine Alternative für die Herstellung von  $^{99}\text{Mo}$  ist die Bestrahlung von metallischem  $^{98}\text{Mo}$  oder von

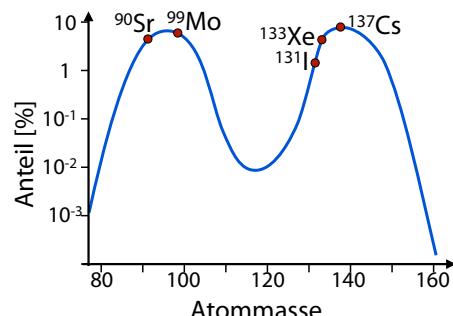
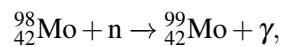
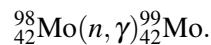


Abbildung 13.3: Verteilung der Tochterkerne bei der Spaltung von  $^{235}\text{U}$ .

$\text{Mo}_2\text{O}_3$  mit thermischen Neutronen im Reaktor:



oder, in abgekürzter Schreibweise,



$^{98}\text{Mo}$  ist ein stabiles Isotop mit einer Häufigkeit von 24%. Bei der Herstellung von Radioisotopen über Neutroneneinfang sind Mutter- und Tochterkern chemisch identisch, was eine Trennung praktisch unmöglich macht. Deshalb ist z.B. die spezifische Aktivität von Mo bei dieser Herstellungsmethode relativ gering (< 300 GBq/g Mo). Ein Vorteil ist der geringe radioaktive Abfall.

Weitere Isotope, die durch Neutroneneinfang hergestellt werden, sind  $^{32}\text{P}$  aus  $^{31}\text{P}$  und  $^{51}\text{Cr}$  aus  $^{50}\text{Cr}$ . Wegen der resultierenden geringen spezifischen Aktivität werden sie aber kaum genutzt. Die Situation ist anders, wenn das eigentliche Produkt über einen weiteren Zerfall entsteht, z.B.



In diesem Fall kann das eigentliche Produkt leicht abgetrennt werden.

### 13.1.4 Zyklotron

Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung von Radionukliden ist der Beschuss eines Mutterkerns mit geladenen Teilchen, wie z.B. Protonen. Diese Teilchen benötigen eine hohe kinetische Energie, um die

Coulomb-Abstoßung der Kerne zu überwinden. Dafür verwendet man vor allem Zyklotrons. Kompakte Zyklotrons für die Isotopenherstellung, sogenannte "Baby-Zyklotrons", können in einem  $30\text{ m}^2$ -Raum in einer Klinik installiert werden.



Abbildung 13.4: Zyklotron.

Im Zyklotron werden Protonen durch ein homogenes Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen. Zur Beschleunigung wird zwischen den beiden halbkreisförmigen (D-förmigen) Elektroden ein elektrisches Wechselfeld angelegt. Dieses wird synchron mit den umlaufenden Ionen umgepolt, so dass sie bei jeder Durchquerung des Spalts zwischen den Elektroden beschleunigt werden.

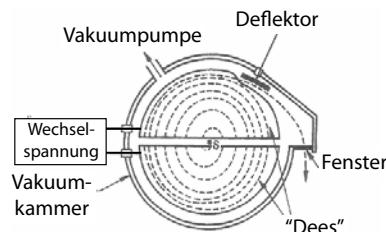


Abbildung 13.5: Bewegung der Ionen im Zyklotron.

Im Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen bei konstanter Energie auf einer Kreisbahn. Deren Radius ist bestimmt durch das Gleichgewicht aus Lorentzkraft und Zentrifugalkraft:

$$evB = m \frac{v^2}{r}$$

Daraus erhalten wir den Radius der Kreisbahn zu

$$r = \frac{mv}{eB}$$

oder die Geschwindigkeit zu

$$v = \frac{eBr}{m}$$

Der Radius ist somit proportional zur Geschwindigkeit und indirekt proportional zur Stärke des Magnetfeldes. Beim Beschleunigungsprozess wird den Elektronen durch Hochfrequenzfelder (typisch 10-30 MHz) Energie zugeführt, sie werden also beschleunigt. Aufgrund der zunehmenden Geschwindigkeit wird der Bahnradius größer. Da der Radius proportional ist zur Geschwindigkeit, bleibt die Umlaufszeit konstant,

$$T = \frac{2\pi r}{v} = 2\pi \frac{m}{eB}$$

Die Energie der Protonen ist

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{(eBr)^2}{2m}$$

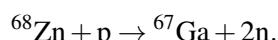
Die maximale Energie wird erreicht, wenn die Teilchen den maximalen Radius erreichen. Dieser ist durch die Grenzen des Vakuumgefäßes oder des Magnetfeldes gegeben. Mit solchen Geräten können Energien von bis zu 25 MeV erreicht werden.

### 13.1.5 Isotopenherstellung mit Zyklotrons

Radionuklid	Isotope für Szintigraphie ( $\gamma$ -Strahler) physikalische Halbwertszeit	Radionuklid	Isotope für PET ( $\beta$ -Strahler) physikalische Halbwertszeit
$^{67}\text{Ga}$	78,3 h	$^{11}\text{C}$	20,3 m
$^{77}\text{Br}$	56,0 h	$^{13}\text{N}$	10,1 m
$^{81}\text{Rb}$	4,7 h	$^{15}\text{O}$	2,1 m
$^{111}\text{In}$	2,8 d	$^{18}\text{F}$	110 m
$^{123}\text{I}$	13,0 h	$^{68}\text{Ga}$	68 m
$^{201}\text{Tl}$	73,5 h	$^{75}\text{Br}$	96 m
		$^{76}\text{Br}$	960 m
		$^{94\text{m}}\text{Tc}$	52,2 m

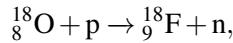
Abbildung 13.6: Radionuklide, die mit einem Zyklotron hergestellt werden können.

Abb. 13.6 listet einige Nuklide, die auf diese Weise hergestellt werden können. Bei der Herstellung von  $^{67}\text{Ga}$ , z.B., werden  $^{68}\text{Zn}$ -Kerne mit Protonen bestrahlt. Wird ein Proton absorbiert, so findet die folgende Reaktion statt:

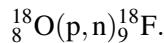


Dafür ist eine Protonenenergie von etwa 20 MeV notwendig.

Eine wichtige Reaktion ist

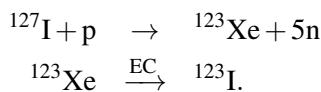


abgekürzt



Das  ${}^9\text{F}$  gehört zu den wichtigsten PET-Kernen. Auch  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$  und  ${}^{15}\text{O}$  können mit Hilfe von Zyklotrons hergestellt werden, über die Reaktionen  ${}^{14}\text{N}(\text{p}, \alpha) {}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}(\text{d}, \text{n}) {}^{13}\text{N}$  und  ${}^{14}\text{N}(\text{d}, \text{n}) {}^{15}\text{O}$ .

Teilweise werden zunächst andere instabile Kerne erzeugt, z.B. bei der Herstellung von  ${}^{123}\text{I}$ :



Hier steht "EC" für Elektronen-Einfang (e-capture). Für die Produktion von  ${}^{57}\text{Co}$  wird  ${}^{56}\text{Fe}$  mit Deuterium bestrahlt.

### 13.1.6 Radionuklid-Generatoren

Das metastabile  ${}^{99m}\text{Tc}$  gehört als reiner  $\gamma$ -Strahler zu den wichtigsten Tracern in der Nukleardiagnostik. Aufgrund seiner Halbwertszeit von etwa 6 Stunden, kann es nicht längere Zeit gespeichert werden. Man speichert deshalb das Isotop  ${}^{99}\text{Mo}$ , welches mit einer Halbwertszeit von etwa drei Tagen in  ${}^{99m}\text{Tc}$  zerfällt. Man bezeichnet das Gerät, in dem dieser Prozess abläuft, als Radionuklid-Generator.

Das wichtigste Beispiel für einen Radionuklid-Generator ist die Gewinnung von  ${}^{99m}\text{Tc}$  aus  ${}^{99}\text{Mo}$ , das in einem Kernreaktor durch Neutroneneinfang oder Kernspaltung gewonnen wird. Es wird in Bleibehältern in die Klinik gebracht, einem sogenannten Radionuklid-Generator. Transportzeiten von 1 Tag sind bei einer Halbwertszeit von 66.7 Stunden vertretbar.

Das im Generator entstehende Pertechnetat ist im Gegensatz zu der Molybdän-Verbindung wasserlöslich, kann also herausgewaschen werden und in eine Spritze gezogen und injiziert oder weiter verarbeitet werden.

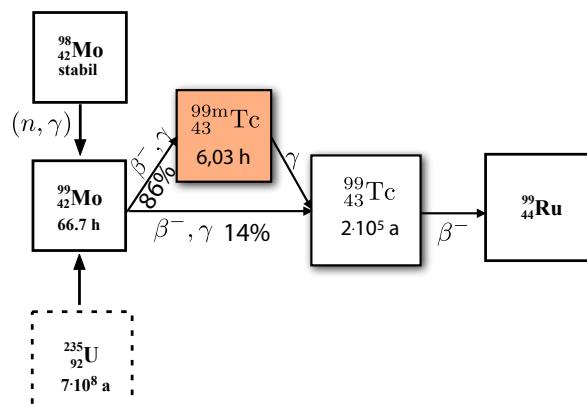


Abbildung 13.7: Zerfallskanäle in einem Radionuklid-Generator für  ${}^{99m}\text{Tc}$ .

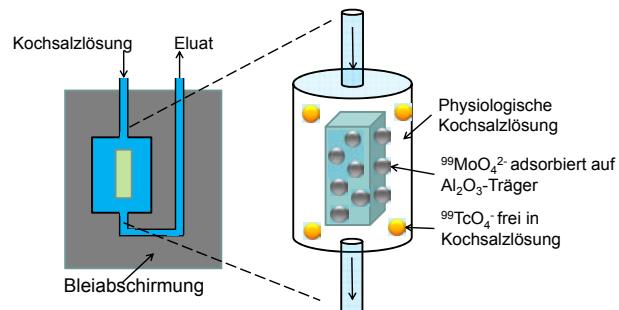


Abbildung 13.8: Aufbau eines Generators für  ${}^{99m}\text{Tc}$ .

### 13.1.7 Zeitabhängigkeit der Tc-Aktivität

sieh Übung

Die Konzentration von  ${}^{99m}\text{Tc}$  wird durch Erzeugung und Zerfall bestimmt:

$$A_{\text{Tc}} = \lambda_{\text{Mo}} N_{\text{Mo}} - \lambda_{\text{Tc}} N_{\text{Tc}}.$$

Die Konzentration von Molybdän sinkt exponentiell auf Grund des Zerfalls,

$$N_{\text{Mo}} = N_0 e^{-\lambda_1 t}.$$

Die Aktivität von  ${}^{99m}\text{Tc}$  folgt damit der Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt} N_{\text{Tc}} = \lambda_1 B N_0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_{\text{Tc}}.$$

Hier steht  $N_0$  für die anfängliche Menge an  ${}^{99}\text{Mo}$  und  $N_{\text{Tc}}$  für die Zahl der  ${}^{99m}\text{Tc}$  Atome und  $B$  für die

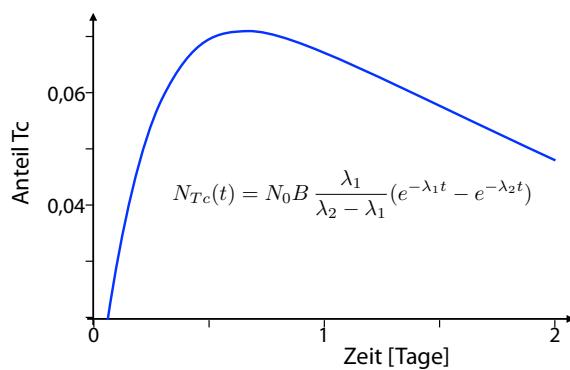


Abbildung 13.9: Konzentration von  $^{99m}\text{Tc}$  als Funktion der Zeit.

“branching ratio”, also den Anteil der Kerne, die zu  $^{99m}\text{Mo}$  zerfallen. Für diesen Zerfall beträgt er 0,88.

Die Lösung dieser Differentialgleichung für  $N_{Tc}(0) = 0$  ist

$$N_{Tc}(t) = N_0 B \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

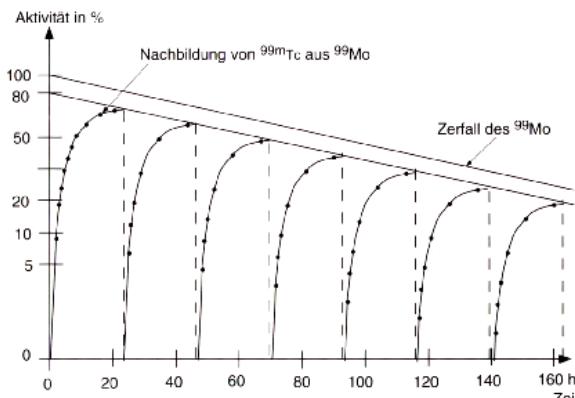


Abbildung 13.10: Zeitabhängige Aktivität von Technetium in einem Generator.

Unmittelbar nach dem Laden des Generators mit Molybdän ist die Aktivität von Mo maximal, die Konzentration und damit die Aktivität von Tc verschwindet. Nach 6 Stunden erreicht die Aktivität von Tc die Hälfte der Aktivität von Mo, nach 12 Stunden ( $= 2T_{1/2}$ ) 75 %. Etwa einen Tag nach der letzten Extraktion erreicht die Aktivität an Tc ihr Maximum. Dies ist der optimale Zeitpunkt für die nächste Extraktion. Man spricht vom täglichen “melken” des

Generators. Nach einer Woche ist der Generator verbraucht und muss ausgetauscht werden.

Das Eluat des Generators enthält neben dem aktiven  $^{99m}\text{Tc}$  immer auch inaktives  $^{99}\text{Tc}$  (Grundzustand), welches durch den Zerfall des metastabilen Zustandes entsteht. Dieser Anteil nimmt als Funktion der Zeit stetig zu und dominiert nach  $t > T_{1/2}$ .

Neben dem klassischen Fall  $^{99m}\text{Tc}$  gibt es eine Reihe von weiteren Nukliden, die mit Hilfe von Generator-systemen hergestellt werden können:

Mutter	Zerfall	$T_{1/2}$	Tochter	Zerfall bei $\gamma$ : [keV]	$T_{1/2}$
$^{99}\text{Mo}$	$(\beta^-, \gamma)$	67 h	$^{99m}\text{Tc}$	141	6 h
$^{113}\text{Sn}$	(EC, $\gamma$ )	115 d	$^{113m}\text{In}$	393	1,7 h
$^{81}\text{Rb}$	(EC, $\beta^+$ )	4,7 h	$^{81m}\text{Kr}$	190	13 s
$^{82}\text{Sr}$	(EC)	25 d	$^{82}\text{Rb}$	(EC, $\beta^+$ )	1,3 m
$^{68}\text{Ge}$	(EC)	288 d	$^{68}\text{Ga}$	( $\beta^+, \gamma$ )	68 m

### 13.1.8 Radiopharmaka

Die Radionuklide müssen in entsprechende Pharmaka integriert werden, also chemische Verbindungen, welche die Kerne im Körper an den gewünschten Ort transportieren. Die Herstellung muss schnell erfolgen, bevor die Aktivität zu stark abgenommen hat. Gleichzeitig sollte das verwendete Trägermolekül eine hohe Spezifität besitzen, also einen möglichst großen Anteil der Tracer möglichst genau an den Zielort bringen. Zu den wichtigsten Eigenschaften von Radiopharmaka gehören

- Die Substanz sollte rasch und präzise am gewünschten Ort lokalisieren.
- Die biologische Halbwertszeit im Körper sollte vergleichbar sein mit der Messdauer.
- Niedrige Toxizität.
- Stabil, in vitro wie auch in vivo.
- Einfach und preiswert herstellbar.

In vielen Fällen möchte man erreichen, dass an einem bestimmten Ort, einem “hot spot”, wie zum Beispiel einem Knochenriss eine maximale Konzentration erreicht wird. Es gibt aber auch Fälle, wo die

Aussage über eine reduzierte Aktivität erhalten wird, wie z.B. bei Durchblutungsstörungen oder bei eingeschränkter Lungenfunktion.

Elemente, die im normalen Stoffwechsel auftreten, können in geeigneten Verbindungen in den Stoffwechsel eingeschleust werden. Bei körperfremden Elementen, muss eine analoge Verbindung gesucht werden, oder das Element wird in einen Komplex "verpackt", welcher vom Körper aufgenommen und transportiert wird. Im einfachsten Fall, z.B. bei Messungen mit  $^{133}\text{Xe}$  Gas, wird das Radionuklid direkt, in atomarer Form inhaliert. Substanzen, die in Wasser (oder Blut) löslich sind, können injiziert werden.

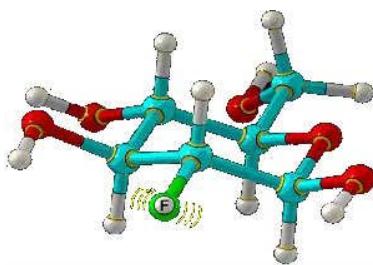


Abbildung 13.11: Fluoro-desoxy-glukose (FDG).

Andere Radiopharmaka werden durch normale metabole Mechanismen transportiert, wie z.B. Fluorodesoxyglukose (FDG), welches als Glukose-Analog sogar die Blut-Hirn Schranke durchqueren kann. Dieses Molekül ist inert, wird also vom Metabolismus nicht verändert, sondern sammelt sich an. Nach dem radioaktiven Zerfall wandelt sich  $^{18}\text{F}$  in  $^{18}\text{O}$  um und das Molekül wird zu einem normalen Glukosemolekül, welches vom Körper abgebaut wird.

Radiopharmaka können auch so gegeben werden, dass sie eine bestimmte Reaktion im Körper auslösen. Dazu gehören kolloidale Teilchen, welche z.B.  $^{99m}\text{Tc}$  enthalten. Diese werden bei einem gesunden Menschen vom Immunsystem als Fremdkörper identifiziert und aus dem Blutkreislauf entfernt.

Die höchste Spezifität wird bei der Verwendung von Antikörpern erreicht. Dies können z.B. so entwickelt werden, dass die entsprechenden Moleküle an Plaques im Gehirn von Alzheimer-Patienten koppeln. Diese Methode wird auch in der Therapie verwendet; wobei andere Radionuklide verwendet werden als für die Diagnose. Ein Beispiel ist  $^{131}\text{I}$ ,

ein  $\beta^-$ -Strahler. Dieses Verfahren wird als Radio-Immunotherapie bezeichnet.

Daneben können Radionuklide auch in extrahierte Zellen (z.B. rote Blutkörperchen) eingebracht werden, welche dann zurück in den Körper gegeben werden. Eine Anwendungsmöglichkeit ist, die Zellen vor der Injektion einer Wärmebehandlung zu unterziehen und zu messen, wie schnell die beschädigten Zellen abgebaut und ausgeschieden werden.

### 13.1.9 Anwendungsbeispiele

Die Lebensdauer im Körper wird bestimmt einerseits durch die Zerfallszeit der radioaktiven Elemente, andererseits durch die biologische Lebensdauer. Die radioaktive Zerfallszeit  $T_R$  ist eine Eigenschaft der Kerne und nicht von ihrer Umgebung abhängig. Die Zeit  $T_B$ , bis eine Element aus dem Körper entfernt wird, variiert dagegen sehr stark mit der chemischen Umgebung. So kann ein Calcium-Ion in einen Knochen eingebaut werden und lange Zeit dort verbleiben, während es in gelöster Form innerhalb von Stunden ausgeschieden werden kann. Für eine gegebene chemische Verbindung kann die effektive Zerfallszeit  $T_E$  abgeschätzt werden als

$$\frac{1}{T_E} = \frac{1}{T_R} + \frac{1}{T_B}.$$

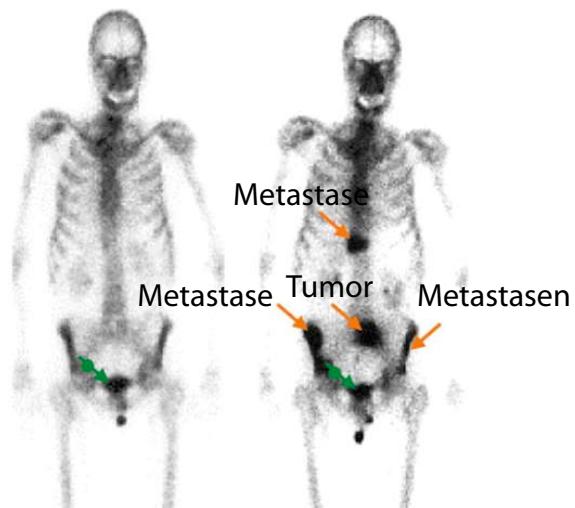


Abbildung 13.12: Tumorerkennung mit  $^{99m}\text{Tc}$ .

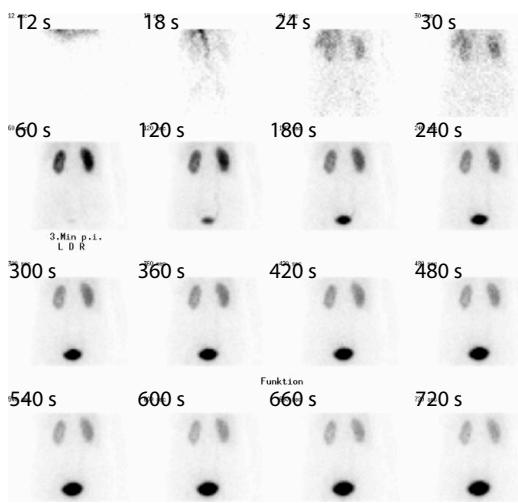


Abbildung 13.13: Messung des Transports durch Niere und Harnblase mit  $^{99m}\text{Tc}$ .

Über zeitabhängige Messungen kann man auch die Funktion von Organen verfolgen, wie z.B. der Nieren.

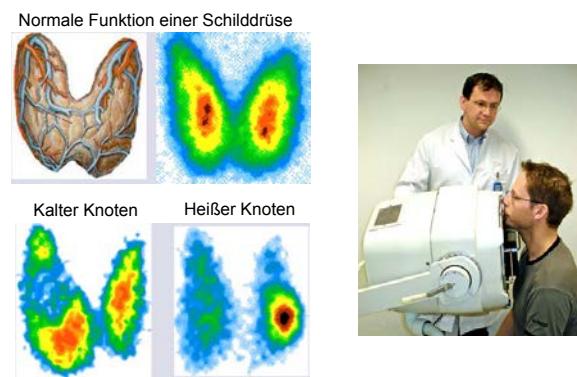


Abbildung 13.14: Untersuchung der Schilddrüsenfunktion mit  $^{123}\text{I}$ .

Die Schilddrüse hat einen relativ hohen Umsatz von Iod. Sie nimmt gelöstes Iodid aus dem Blut auf, oxidiert es und baut es in organische Moleküle ein, welche in die Blutbahn abgegeben werden.  $^{123}\text{I}$  ist deshalb ein geeigneter Tracer für ihre Untersuchung, aber auch  $^{99m}\text{Tc}$ . Dieses bindet ebenfalls an die Iodidrezeptoren der Schilddrüse, wird aber im Gegensatz zum Iod nicht abgebaut.

## 13.2 Messtechnik

### 13.2.1 Grundlagen

Neben der Herstellung der verwendeten Tracermaterialien ist die Messtechnik die wichtigste Voraussetzung für die Nukleardiagnostik: die emittierte Strahlung muss möglichst effizient nachgewiesen werden. Die zu detektierende Strahlung ist, wie bei Röntgenstrahlung, hochenergetische elektromagnetische Strahlung. Allerdings sind die Photonenenergien höher und die Zahl der Photonen um Größenordnungen niedriger. Bei einer Aktivität von 100 MBq liegen typische Zählraten bei weniger als  $10^6$  Photonen pro Sekunde. Dementsprechend ist eine hohe Effizienz wichtiger, und die Messzeit ist deutlich länger.

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.

Alle verwendeten Detektoren wandeln die Energie der Photonen in elektrische Signale um - allerdings nicht direkt. Das Signal, welches ein einzelnes Photon liefern würde, wenn seine Energie direkt in ein elektrisches Signal umgewandelt würde, wäre für ein 140 keV Photon maximal

$$\mathcal{E} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}} = 2,2 \cdot 10^{-14} \text{ J.}$$

Als elektrisches Signal mit einer Dauer von z.B. 100 ns würde dies eine Leistung von

$$P = \frac{2,2 \cdot 10^{-14}}{10^{-7}} \text{ W} = 0,22 \mu\text{W}$$

entsprechen, respektive einer Spannung von etwa 3 mV bei einem Widerstand von  $50 \Omega$ . Solche Signale sind schwierig zu detektieren und liegen im Bereich

der Rauschspannung. Deshalb wird das Signal zuerst verstärkt und erst danach in ein elektrisches Signal umgewandelt. Dazu werden die Röntgenphotonen zunächst in eine möglichst große Zahl von Ionen oder optische Photonen umgewandelt, welche wiederum elektrisch detektiert werden.

Detektoren können für unterschiedliche Aufgaben optimiert werden: Sie können Photonen zählen (mit oder ohne räumliche Auflösung), sie können die Energie der Photonen messen (Spektroskopie oder Unterdrückung von Streulicht), oder sie können die gesamte deponierte Energie messen (Dosimeter). Bei der Messung der Energie eines Photons muss darauf geachtet werden, dass das Photon auch seine gesamte Energie im Detektor deponiert. Dies ist z.B. dann nicht der Fall, wenn ein Photon im Detektor gestreut wird (z.B. durch Compton-Streuung) und dadurch registriert wird, es aber den Detektor durchquert, ohne seine gesamte Energie zu deponieren.

Die Effizienz eines Detektors ist das Verhältnis

$$\eta = \frac{\text{detektierte Ereignisse}}{\text{tatsächliche Ereignisse}}.$$

Dazu trägt einerseits seine Geometrie bei: Nur Photonen, die auf den Detektor fallen, können registriert werden. Ein nächster Schritt ist die Absorption im Detektor: Die Absorptionswahrscheinlichkeit im Detektormaterial kann für Photonen mit dem Ausdruck

$$p_{abs} = 1 - e^{-\mu x}$$

beschrieben werden. Hier stellt  $\mu$  die inverse Ein dringtiefe des Detektormaterials dar und  $x$  die Dicke des Materials.

### 13.2.2 Szintillationsdetektoren

Systeme, welche die Röntgenphotonen zunächst in optische Photonen umwandeln, werden als Szintillationsdetektoren bezeichnet. Szintillationsdetektoren wurden bereits im Kapitel 12 (Röntgen) diskutiert.

Szintillation bezeichnet die Erzeugung eines Lichtblitzes in einem transparenten Material durch ein

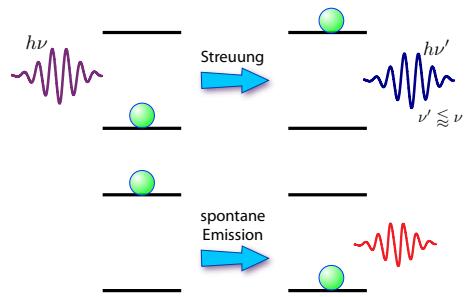


Abbildung 13.15: Szintillation.

durchfliegendes Photon (oder anderes Teilchen). Es basiert darauf, dass das energiereiche Teilchen im Material eine elektronische Anregung erzeugt und dabei einen Teil seiner Energie deponiert. Das elektronisch angeregte Material geht danach wieder in den Grundzustand über, wobei die Energie in Form eines optischen Photons emittiert wird. Dies kann über Fluoreszenz geschehen oder über Phosphoreszenz. Das letztere ist beim Betrieb im Pulsmodus unerwünscht, da die Abklingzeit dadurch sehr lang wird. Der Anteil an deponierter Energie, der zu Licht umgewandelt wird, wird als Konversionseffizienz bezeichnet. Er trägt zur Gesamteffizienz des Detektors bei. Die Anzahl der erzeugten optischen Photonen ist näherungsweise proportional zur Energie des einfallenden Photons: Pro 25 eV Photonenenergie wird etwa 1 optisches Photon erzeugt.

Wird das  $\gamma$ -Photon vollständig absorbiert, so ist die Zahl der optischen Photonen proportional zur Energie des  $\gamma$ -Photons. Die relevante Photonenergie liegt im Bereich von 50 bis 511 keV. In diesen Bereich fallen einerseits die reinen Gammastrahler  $^{81m}\text{Kr}$  und  $^{99m}\text{Tc}$ , sowie die Annihilationsstrahlung von PET.

Die Forderungen an das Szintillatormaterial sind:

- GröÙe angepasst an das Messproblem.
- Ausreichende Dicke, hohe effektive Ordnungszahl, hohe Absorptionswahrscheinlichkeit.
- Hohe Lichtausbeute: viele Photonen pro einfal lender Energie.
- Hohe Homogenität und optische Durchlässigkeit für die emittierten Photonen.
- Kurze Abklingzeit.

Die Größe variiert von 1 Quadratzentimeter bis zu  $40 \cdot 60 \text{ cm}^2$  für Ganzkörperszintigramme.

Es gibt eine große Zahl unterschiedlicher Szintillationsmaterialien, welche man grob in organische und anorganische Materialien, sowie in gasförmige, flüssige und feste Materialien unterteilen kann. In der Nukleardiagnostik benötigt man Materialien mit einer hohen Absorptionswahrscheinlichkeit, die nur von hohen Ordnungszahlen erreicht wird. Deshalb sind die Materialien meist anorganisch.

	Nal(Tl)	BGO
Dichte ( $\text{gcm}^{-3}$ )	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 13.16: Eigenschaften von Szintillatormaterialien.

Zu den wichtigsten Materialien gehören 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. 13.16 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.

### 13.2.3 Elektronik

Die erzeugten optischen Photonen werden durch ein Photodetektor in elektrische Signale umgewandelt. Traditionell werden dafür häufig Photomultiplier verwendet.

Über den externen Photoeffekt erzeugen die Photonen Photoelektronen, welche in den nachfolgenden Verstärkerstufen des Sekundärelektronenvervielfachers vervielfacht werden. Man erhält eine Verstärkung, welche über einen bestimmten Bereich exponentiell mit der Beschleunigungsspannung wächst.

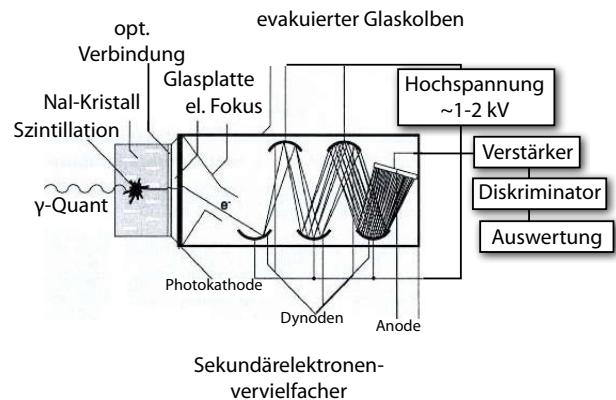


Abbildung 13.17: Szintillationsdetektor und Sekundärelektronenvervielfacher.

Da die Elektronen empfindlich auf Magnetfelder reagieren, werden diese Röhren durch eine Ummantelung aus  $\mu$ -Metall (teilweise) gegen Magnetfelder abgeschirmt.

Heute werden anstelle der Photomultiplier auch Photodioden verwendet. Normale Photodioden ergeben, im Gegensatz zu Photomultipliern, keine Verstärkung, aber Avalanche-Photodioden können ebenfalls in einem Modus mit interner Verstärkung betrieben werden.

Die Zahl der optischen Photonen, welche im Szintillationskristall erzeugt werden, ist unter gewissen Bedingungen näherungsweise proportional zur Energie des einfallenden Röntgenphotons, und damit auch die Anzahl Elektronen im Photomultiplier. Von einem 140 keV Photon werden etwa  $140000/25 = 5600$  optische Photonen erzeugt. Davon treffen etwa 2/3 auf die Photokathode und erzeugen dort etwa 750 Photoelektronen.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon nachgewiesen wird, steigt mit der Dicke des Kristalls und sinkt, bei gegebener Dicke, mit der Energie des Photons. Typische Dicken für NaI Kristalle und 140 keV Photonen liegen bei 0,95 cm; hier liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei > 80%. Für höhere Energien sind dickere Kristalle notwendig, z.B. für 511 keV etwa 2 cm.

Die Detektor-Elektronik kann, je nach Anwendung, unterschiedlich ausgelegt sein. Bei hohen Flussraten

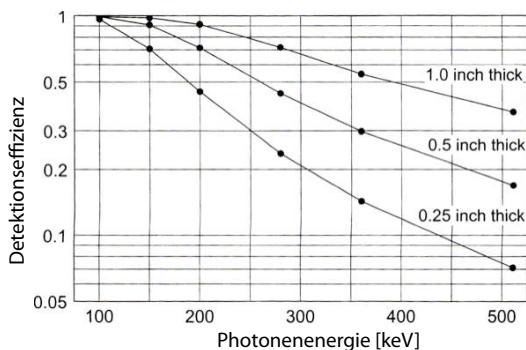


Abbildung 13.18: Detektionseffizienz als Funktion von Kristalldicke und Photonenenergie.

kann sie ein analoges Signal erzeugen, also einen Strom oder eine Spannung. Für geringe Zählraten ist es besser, einzelne Photonen zu zählen, oder ihre Daten (Zeit und / oder Ort) einzeln abzuspeichern. In diesem Betriebsmodus hat jedoch ein Detektor eine bestimmte Totzeit: überlappen sich die Signale zweier Photonen, so kann dies dazu führen, dass nur eines, oder auch gar keines gezählt wird. Da die Zählraten in der Nukleardiagnostik deutlich niedriger sind, als in der Röntgenbildgebung, werden hier meist zählende Detektoren verwendet, in der Röntgenbildgebung zieht man den Strom-Modus vor.

Die Totzeit eines Detektors setzt sich aus Beiträgen der verschiedenen Stufen zusammen, wobei die Stufen mit der höchsten Verstärkung tendenziell die längsten Totzeiten ergeben. So haben Geiger-Müller Zählrohre eine relativ lange Totzeit.

Betreibt man einen Detektor im Strom-Modus, so entfällt das Problem der Totzeit. Der Nachteil dieses Betriebsmodus ist, dass die Information über den Zeitpunkt des Eintreffens eines Photons verloren geht.

### 13.2.4 Diskrimination

Bei der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Gewebe dominiert der Compton-Effekt. Dabei werden die  $\gamma$ -Quanten nicht absorbiert, sondern nur gestreut. Nach der Streuung können sie immer noch auf dem Detektor eintreffen. Allerdings enthält ihre Ausbrei-

tungsrichtung dann keine Information mehr über den Entstehungsort, sie tragen deshalb nicht mehr zum Signal bei, sondern nur zum Rauschen.

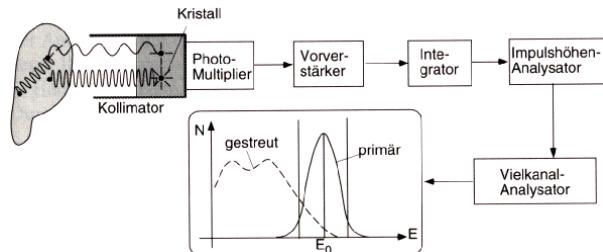


Abbildung 13.19: Unterscheidung zwischen direkt detekterter  $\gamma$ -Strahlung und gestreuter Strahlung durch Messung der Energie

Es ist deshalb nützlich, zwischen solchen  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Quanten einen Teil ihrer Energie. Da die Anzahl der optischen Photonen, welche im Szintillationsdetektor erzeugt werden, von der Energie des auftreffenden  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Strahlung. Allerdings ist die Unterdrückung nie vollständig. So verliert ein 140 keV Photon, welches um  $45^\circ$  gestreut wird, nur 7,4 % seiner Energie.

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

Man diskriminiert auch gegen zu hohe Energien. Damit werden z.B. Ereignisse unterdrückt, bei denen zwei Photonen gleichzeitig detektiert würden. In diesen Fällen würde ohne Diskriminierung eine falsche Position berechnet. Die Wahrscheinlichkeit, dass während der Integrationszeit kein weiteres Photon eintrifft, ist nach Poisson-Statistik

$$p(0|\eta N\tau) = e^{-\eta N\tau},$$

wobei  $\eta$  die Quanteneffizienz, also die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein einzelnes Photon bezeichnet.  $N$  ist die Ereignisrate und  $\tau$  die Totzeit. Diese Wahrscheinlichkeit nimmt also exponentiell ab, wenn die Aktivität zunimmt.

Die Energieauflösung eines Detektors hängt unter anderem vom verwendeten Szintillationsmaterial ab. Typische Werte liegen bei 10 % für NaI(Tl), 15 % in LSO und GSO und 20 % in BGO.

Bei Tracern mit mehreren Zerfallskanälen können mehrere Photonenenergien auftreten. Es ist dann sinnvoll, mehrere Fenster für die Diskriminierung zu verwenden.

### 13.2.5 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  $\gamma$ -Strahlung keine Linsen zur Verfügung stehen, ist es nicht möglich, sie direkt abzubilden. Im Gegensatz zum Röntgen, wo man eine punktförmige Quelle zur Verfügung hat und somit ein Bild als Zentralprojektion erzeugen kann, ist die Quelle bei der Nukleardiagnostik das Objekt selber. Das Abbildungsprinzip entspricht hier dem Facettenauge der Insekten: man verwendet eine große Zahl von Detektoren, welche jeweils nur Strahlung aus einer Richtung akzeptieren. Der Raumwinkel, aus dem die Strahlung akzeptiert wird, wird durch Kollimatoren festgelegt.

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. Für Photonen niedriger Energie kann das Septum relativ dünn sein (z.B. 0,2 mm für  $^{99m}\text{Tc}$  (140 keV)), für höher energetische Photonen muss es dicker sein (z.B. 2 mm für  $^{131}\text{I}$ , 364 keV)).

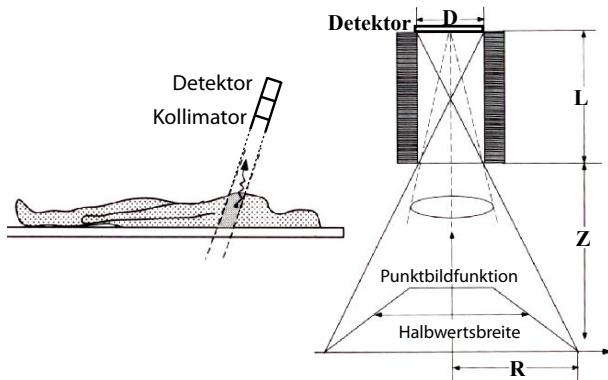


Abbildung 13.20: Kollimatoren: Prinzip und Abbildungsfunktion.

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. 13.20 dargestellt, berechnet sich der Radius  $R$  dieses Bildes als

$$R = \frac{D}{L} \left( Z + \frac{L}{2} \right). \quad (13.1)$$

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. Die Verteilung wird auch häufig durch eine Gauß-Kurve beschrieben, mit Halbwertsbreite  $b_{1/2}$ .

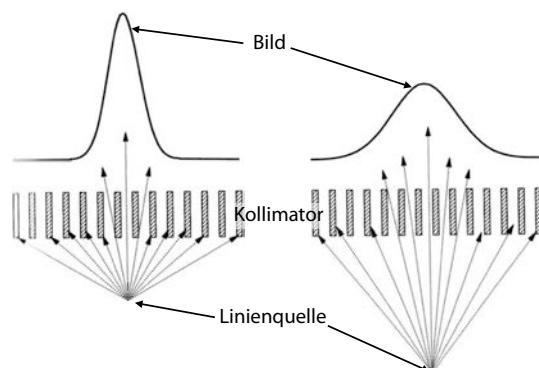


Abbildung 13.21: Auflösung für unterschiedliche Abstände.

Wie aus Gl. (13.1) und Abb. 13.21 erkennbar ist, nimmt die Auflösung ab, wenn das Objekt weiter vom Detektor entfernt ist.

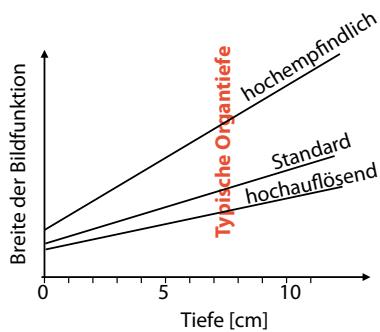


Abbildung 13.22: Tiefenabhängigkeit der Auflösung.

Die Abstandsabhängigkeit ist in guter Näherung eine lineare Funktion des Abstandes  $Z$  von der Quelle.

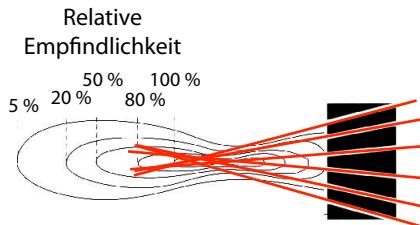


Abbildung 13.23: Fokussierender Kollimator.

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 oder konvergente Kollimatoren. Sie können auch genutzt werden, um Objekte, die sich zwischen dem Fokus und der Bildebene befinden, vergrößert darzustellen.

Eine gute Auflösung verbessert auch den Kontrast: wenn das Signal auf einen kleinen Bereich lokalisiert werden kann, ist dort entsprechend die Konzentration höher und damit der Kontrast gegenüber dem Hintergrund.

Im Gegensatz zur Röntgenbildgebung, wo Kollimatoren zur Streustrahlunterdrückung eingesetzt werden, ist das bei der Nukleardiagnostik nicht möglich, da hier die Quelle ausgedehnt ist, im Gegensatz zur praktisch punktförmigen Quelle beim Röntgen.

Kollimatoren für  $\gamma$ -Kameras enthalten bis zu 200000 Löcher.

### 13.2.6 $\gamma$ -Kamera

Um ein Bild der Aktivitätsverteilung zu erhalten, muss der Fluss von  $\gamma$ -Photonen ortsaufgelöst detektiert werden. Das wichtigste Instrument dafür ist die  $\gamma$ -Kamera oder Anger-Kamera.

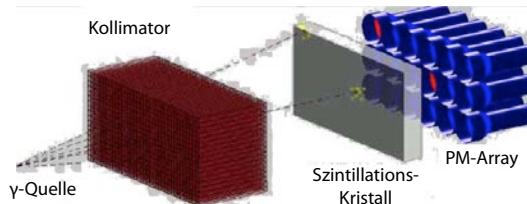


Abbildung 13.24: Aufbau einer  $\gamma$ -Kamera.

Der Messkopf einer  $\gamma$ -Kamera 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  $\gamma$ -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. Man rekonstruiert die Gesamtenergie des Röntgenphotonen aus der Summe aller PMT-Signale. Den Ort kann man aus einer gewichteten Summe rekonstruieren:

$$x = \frac{\sum_i x_i S_i}{\sum_i S_i} \quad y = \frac{\sum_i y_i S_i}{\sum_i S_i}.$$

Hier stellen  $(x, y)$  die rekonstruierten Koordinaten des eintreffenden  $\gamma$ -Teilchens dar,  $(x_i, y_i)$  die Koordinaten und  $S_i$  das Signal des  $i$ -ten Photomultipliers.

Für eine schnelle Ortsmessung kann man die Gewichtung durch ein Widerstandsnetzwerk durchführen. Dieses ist so ausgelegt, dass die Verteilung der Lichtintensität in den PMTs, welche durch einen gegebenen Lichtpuls erzeugt wird, die Quelle des Blitzes lokaliert.

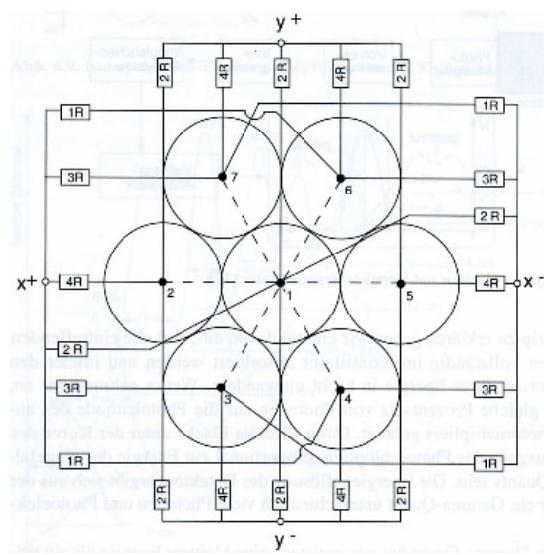


Abbildung 13.25: Prinzip der Ortsbestimmung mit einer  $\gamma$ -Kamera; hier mit 7 PMs.

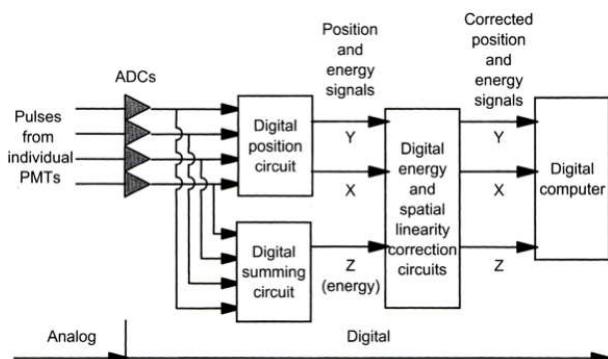


Abbildung 13.26: Digitale Positionsbestimmung.

In modernen Kameras werden die Pulse der einzelnen Photomultiplier digitalisiert und die Verarbeitung, d.h. die Positionsbestimmung wie auch die Diskriminierung digital durchgeführt. Dies erleichtert auch die Justierung der Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle. Die intrinsische Auflösung beträgt heute etwa 2,5 mm.

Die Zählrate einer  $\gamma$ -Kamera ist begrenzt durch die Dauer einer Messung und die Forderung, dass nicht zwei Photonen gleichzeitig gemessen werden können, weil dadurch die Ortsmessung verfälscht würde. Man kann dies optimieren, indem nicht die Signale aller PMTs gleichzeitig für die Ortsbestimmung genutzt werden, sondern der gesamte Detektor in kleinere Blöcke aufgeteilt wird.

### 13.2.7 Qualitätsmerkmale

Die Qualität eines Detektors wie 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 Vernichtungsstrahlung (511 keV).

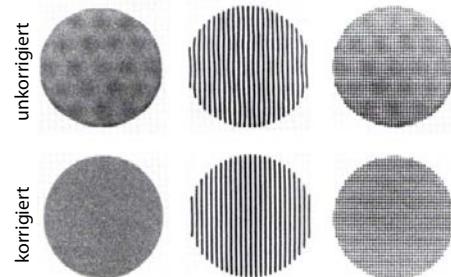


Abbildung 13.27: Linearität und Uniformität ohne Korrektur (oben) und mit Korrektur (unten).

Zu den wichtigsten Qualitätsmerkmalen gehört ein gleichmäßiges Bild. Dies wird durch flächige Quellen überprüft. Abweichungen kommen primär von unterschiedlichen Empfindlichkeiten der Photomultiplier und nichtlinearer Abstandsabhängigkeit, zum Beispiel im Bereich zwischen den Photomultipliern. Diese Fehler können durch digitale Korrekturen wesentlich reduziert werden, wie in Abb. 13.27 gezeigt.

Ein weiteres Kriterium ist die Ortsauflösung. Sie kann mit Hilfe einer Quelle gemessen werden, die die Form einer Linie aufweist. Die Kollimatoren unterdrücken das Signal, wenn die Ausbreitungsrichtung von der Achse abweicht. Die Auflösung wird als FWHM (full width at half maximum) des Bildes gemessen. Die wichtigsten Beiträge zur Auflösung sind der Kollimator und das Szintillationsmaterial. Die Ortsauflösung beträgt 3 bis 5 mm.

Bei hohen Zählraten überlappen sich die Impulse der einzelnen Photonen; dies führt zu Zählverlusten. Die

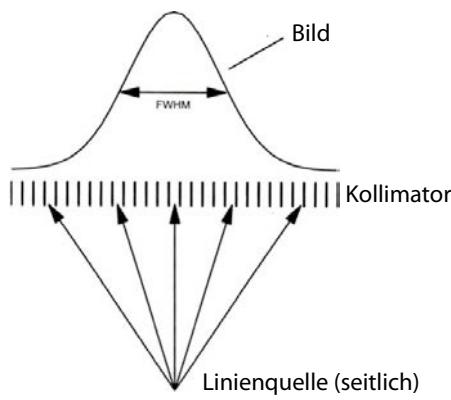


Abbildung 13.28: Messung der Ortsauflösung.

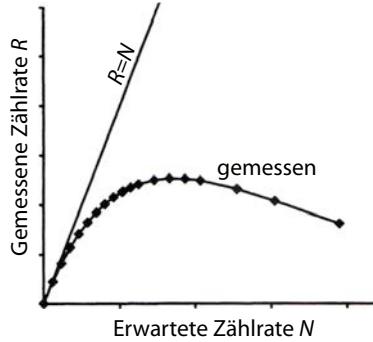


Abbildung 13.29: Gemessene vs. erwartete Zählrate.

Abweichung zwischen der gemessenen Zählrate  $R$  und der erwarteten Zählrate  $N$  kann über eine Totzeit  $\tau$  charakterisiert werden:

$$R = N e^{-\tau N}.$$

Das System arbeitet somit zuverlässig bis etwa zu einer Zählrate  $N_{max} \approx 1/\tau$ .

Weitere Qualitätsmerkmale sind die Empfindlichkeit, d.h. die Zählrate bei gegebener Aktivität, die Homogenität, d.h. eine ortsunabhängige Empfindlichkeit pro Fläche und die Linearität. Typische Zählraten liegen bei etwa  $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  für eine Abweichung von der Linearität und maximale Zählraten bei etwa  $5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

## 13.3 Szintigraphie

### 13.3.1 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 stellt wie das Projektionsröntgen ein Projektionsverfahren dar: man misst Linienintegrale der Aktivität in erster Näherung entsprechen die einzelnen Projektionen jeweils einem Linienintegral über die Aktivitätsdichte:

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

Hier stellt  $\ell$  die Koordinate entlang der Projektionsrichtung dar. (Röntgen: Linienintegrale der Abschwächungskoeffizienten). Für dieses Verfahren verwendet man möglichst reine  $\gamma$ -Strahler mit einer Emission im Bereich von 80 – 360 keV.

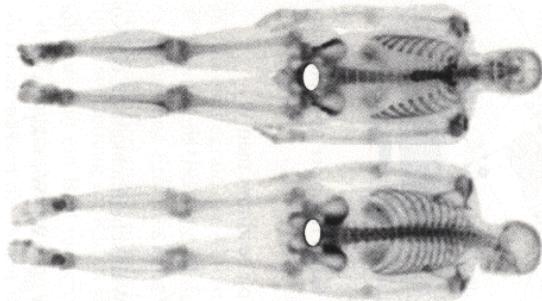


Abbildung 13.30: Ganzkörper Szintigramme; oben: ventral; unten: dorsal.

Am häufigsten wird  $^{99m}\text{Tc}$  eingesetzt. Die Strahlenbelastung ist akzeptabel, da es ein reiner Gammastrahler ist, mit einer kurzen Abklingdauer von ca. 6 Stunden. Die Photonenenergie beträgt 140 keV. Außerdem ist  $^{123}\text{I}$  interessant, welches eine Lebensdauer von 13 Stunden besitzt und im Bereich von 159 keV emittiert. Es ist vor allem für die Schilddrüsen-szintigraphie geeignet.

Je nach diagnostischem Ziel wird das Radionuklid in ein geeignetes Radiopharmakon eingebaut. Diese sind chemisch-pharmakologisch so konzipiert, dass

untersuchtes Organ	Radiopharmakon	applizierte Aktivität MBq	Energiedosis/ Untersuchung kritisches Organ mGy	Gonaden mGy
Schilddrüse	$^{99m}\text{Tc}$ -Pertechnetat $^{131}\text{I}$ Jodid	37 1,85	6 500	0,2 0,3
Hirn	$^{99m}\text{Tc}$ -Pertechnetat ( $\text{TcO}_4^-$ )	370	60	2
Lungen	$^{99m}\text{Tc}$ -MAA	74	5	0,05
Leber/ Milz	$^{99m}\text{Tc}$ -S-Kolloid	111	12	0,15
Nieren	$^{99m}\text{Tc}$ -S-Kolloid	111	3	0,15
Knochen	$^{99m}\text{Tc}$ -DMSA	74	1	0,4
	$^{99m}\text{Tc}$ -DPD	444	5	3

Abbildung 13.31: Anwendungen der Szintigraphie und resultierende Strahlenbelastung.

der Organismus die Aktivität an die gewünschte Stelle im Körper transportiert.

### 13.3.2 Anwendungsbeispiele

Einige Anwendungen sind in Abb. 13.31 zusammengefasst. Das ebenfalls aufgeführte  $^{131}\text{I}$  wird nicht primär für diagnostische Zwecke eingesetzt, sondern für die Therapie. Es ist ein  $\beta^-$ -Strahler mit einer relativ langen Halbwertszeit von etwa 8 Tagen. 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 absorbierte Energie pro Masse; die Einheit ist 1 Gy = 1 J/kg.

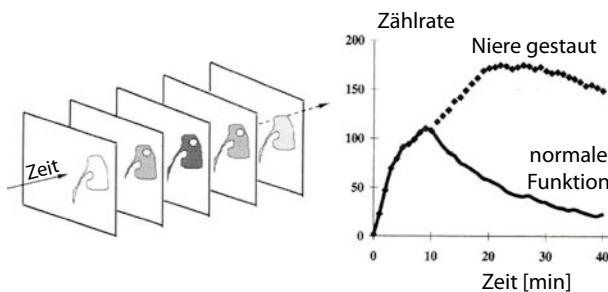


Abbildung 13.32: Messung der Nierenfunktion.

Angewendet wird die planare Szintigraphie zur Organ-Diagnostik, zur 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 Szintillationsmessung mit Hilfe des EKGs und misst die Aktivität im Herzen für unterschiedliche Zeiten während des Herzzykluses. 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.

### 13.3.3 SPECT

SPECT steht für Single Photon Emission Computer Tomography. Es ist vergleichbar mit der planaren Szintigraphie, liefert aber dreidimensionale (3D) Bilder. Dafür wird, ähnlich wie bei der Röntgen-CT, aus vielen Projektionen im Rechner die dreidimensionale Aktivitätsverteilung  $A(x, y, z)$  rekonstruiert. Die einzelnen Messungen sind identisch mit denjenigen der planaren Szintigraphie; typischerweise verwendet man dabei 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. Daraus ergibt sich eine relativ lange Messzeit. Bei 30 Sekunden pro Projektion beträgt die gesamte Messzeit eine bis mehrere Stunden, während der sich der Patient nicht bewegen darf.

Abbildungen 13.33 und 13.34 zeigen unterschiedliche Bauformen von SPECT-Geräten mit 1, 2 oder 3 Messköpfen, die kreisförmig oder elliptisch um den Patienten rotieren.

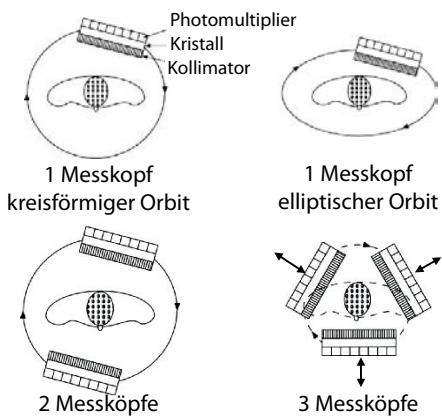


Abbildung 13.33: Bauformen von SPECT-Systemen.



Abbildung 13.34: Bauformen von SPECT-Systemen.

Die Anwendungsmöglichkeiten sind ähnlich wie bei der planaren Szintigraphie. Beispiele sind

- Myocard-SPECT zur Untersuchung der Vitalität des Herzmuskelgewebes mit  $^{99m}\text{Tc}$
- Knochen-SPECT zur Lokalisation von Regionen mit verändertem Knochenstoffwechsel
- Hirnfunktions-SPECT (FP-CIT und IBZM-SPECT) zur Diagnostik und Differenzierung von Parkinsonsyndromen und weiteren degenerativen Hirnerkrankungen
- Epilepsie-SPECT
- $^{123}\text{I}$ -Metaiodobenzylguanidin (MIBG-Szintigraphie) bei adrenergen Tumoren z.B. des Nebennierenmarks, sog. Phäochromozytom

Das am häufigsten eingesetzte Rekonstruktionsverfahren ist die gefilterte Rückprojektion. Dabei wird

bei relativ niedrigen Ortsfrequenzen abgeschnitten, um das hohe Quantenrauschen der Messwerte zu reduzieren. Man erzielt so 10 bis 15 mm Bildauflösung. Bessere Bilder erhält man durch iterative Rekonstruktionsverfahren, wenn die Absorptionsprozesse im Körper mit berücksichtigt werden.

### 13.3.4 Artefakte

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

- Die Kollimatoren messen nicht echte Linienintegrale der Aktivität.
- Die  $\gamma$ -Strahlung wird auf dem Weg zum Detektor teilweise absorbiert.
- Gestreute Strahlung wird nicht vollständig unterdrückt.
- Bewegungsartefakte bei langen Messungen.

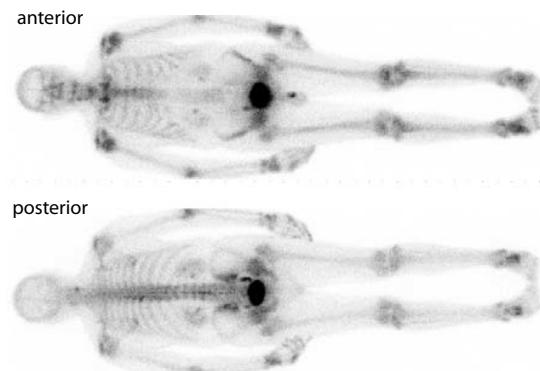


Abbildung 13.35: Ganzkörper-Szintigramme; oben: anterior; unten: posterior. Die unterschiedliche Absorption ist an der Wirbelsäule deutlich erkennbar.

Als Beispiel für den Effekt der Absorption betrachten wir die 140 keV Strahlung von  $^{99}\text{Tc}$ . 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, vor allem bei Bildern von Lunge und Haut.

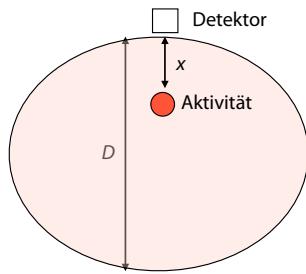


Abbildung 13.36: Prinzip der Absorptionskorrektur.

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 in der Anordnung von Abb. 13.36 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  $\mu$  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  $\mu$  als Funktion des Ortes kennt. Dieser kann z.B. durch eine entsprechende Transmissionsmessung bestimmt werden. Die Transmissionsmessung kann mit einem CT Gerät durchgeführt und die Daten auf die entsprechende  $\gamma$ -Energie umgerechnet werden. Für die Umrechnung benutzt man Eichkurven wie diejenige in Abb. 13.47.

### 13.3.5 Rekonstruktion

Die Aktivitätsverteilung kann aus einer gefilterten Rückprojektion bestimmt werden. Andere Rekonstruktionsmethoden ergeben aber bessere Bilder, zum Beispiel iterative Rekonstruktionsverfahren, welche die Abschwächungskoeffizienten so anpassen, dass man die daraus erwarteten Messresultate optimal auf die gemessenen passen. Dies bezeichnet man als "maximum likelihood" Prinzip.

Das Problem kann wie folgt beschrieben werden: Gesucht ist die Aktivitätsverteilung  $\Lambda(x, y, z)$ . Wir schreiben für die einzelnen Aktivitäten  $\lambda_j$ , wobei  $j$  den Index des Voxels darstellt. Bekannt sind die Messresultate  $Q$ , mit den einzelnen Messpunkten  $q_i$ , mit  $i$  als Index des Detektorelements.

Für eine gegebene Verteilung  $\lambda_j$  können wir die erwarteten Zählraten  $r_i$  berechnen als Linearkombination

$$r_i = \sum_j c_{ij} \lambda_j.$$

Hier stellt  $c_{ij}$  eine Matrix dar, welche die Empfindlichkeit des  $i$ -ten Detektorelements für Aktivität im Voxel  $j$  darstellt. Sie enthält, neben geometrischen Faktoren (z.B. Kollimator) und der Empfindlichkeit der Detektoren, auch die Abschwächungskoeffizienten des Objekts.

Die gemessene Zählrate variiert auf Grund der Poisson-Verteilung. Bei einer erwarteten Zählrate  $r_i$  ist somit die Wahrscheinlichkeit dafür, einen Wert  $q_i$  zu messen,

$$p(q_i | r_i) = \frac{e^{-r_i} r_i^{q_i}}{q_i!}.$$

Für  $r_i \gtrsim 5$  entspricht dies in guter Näherung einer Gauß-Verteilung mit Mittelwert  $r_i$  und Breite  $\sqrt{r_i}$ .

Das vollständige Messresultat, also der Vektor aller Zählraten, ist damit das Produkt aus den Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Messungen:

$$p(Q|\Lambda) = \prod_i \frac{e^{-r_i} r_i^{q_i}}{q_i!}. \quad (13.2)$$

Da die einzelnen Wahrscheinlichkeiten bereits kleine Zahlen sind,  $p(q_i | r_i) \ll 1$ , wird das Produkt (13.2)

sehr klein, für 10000 Messpunkte z.B.  $p(Q|\Lambda) < 10^{-10000}$ . Ziel des Verfahrens ist es, diese Wahrscheinlichkeit zu maximieren, d.h. die Verteilung  $\Lambda(x,y,z)$  so zu bestimmen, dass (13.2) maximal wird.

Da die Exponentialfunktion monoton ist, kann die Wahrscheinlichkeit auch maximiert werden, indem man den Logarithmus maximiert. Dafür wird er nach den Aktivitäten  $\lambda_i$  abgeleitet. Falls genügend Messwerte vorhanden sind, erhält man ein Maximum aus dem Gleichungssystem

$$\sum_i c_{ij} \left( \frac{q_i}{\sum_j c_{ij} \lambda_j} - 1 \right) = 0 \quad \forall j.$$

Dieses Gleichungssystem kann iterativ gelöst werden. Das Verfahren kann weiter verfeinert werden, z.B. indem man vorhandene Informationen mit einfließen lässt. Auf Grund des Poisson-Rauschens ist auch das Bild tendenziell verrauscht. Dies kann jedoch beim maximum-likelihood Verfahren reduziert werden, indem man eine Glättung einbaut.

### 13.3.6 Anwendungen

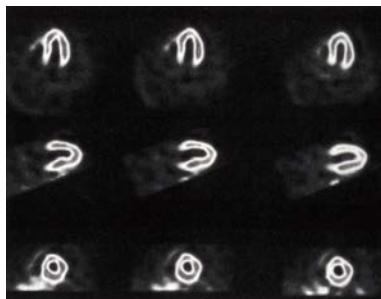


Abbildung 13.37: SPECT Schnittbild des Herzens.

Abb. 13.37 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.

SPECT kann auch zur Kontrolle der Gehirnfunktion verwendet werden. Eine Möglichkeit ist  $^{99m}\text{Tc}$ -Ethyl Cysteinat Dimer (ECD). Dieses erlaubt Aussagen über Alzheimer-Erkrankung. Abb. 13.38 zeigt

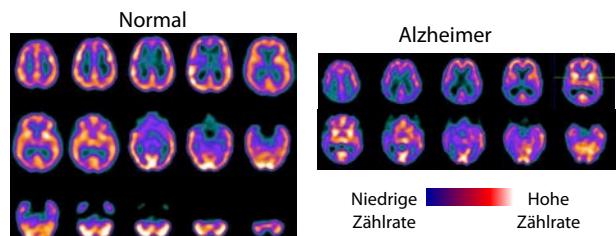


Abbildung 13.38:  $^{99m}\text{Tc}$ -ECD Messungen des Gehirns.

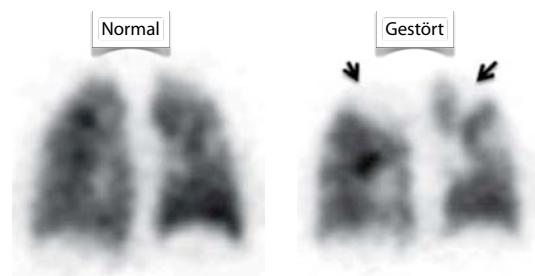


Abbildung 13.39: Durchblutungsmessung der Lunge bei einer gesunden Lunge und einer möglichen Embolie.

ein Beispiel. Die Bilder des Patienten zeigen eine reduzierte und weniger symmetrische Aktivität.

Die Lungenfunktion kann durch eine kombinierte Messung der Durchblutung (Injektion von  $^{99m}\text{Tc}$ -markierten Partikeln in die Blutbahn) und Inhalation von markierten Aerosolen untersucht werden. Für eine gesunde Lunge müssen alle Bereiche sowohl durchblutet, wie auch belüftet sein. Werden Teile der Lunge ventiliert, aber nicht durchblutet, deutet dies auf eine Lungenembolie hin: einzelne Blutgefäße sind verstopft, z.B. durch Blutgerinnsel.

Die Funktion der Schilddrüse kann mit Technetium oder  $^{123}\text{I}$  untersucht werden.

## 13.4 PET

Positron-Emissions-Tomographie (PET) bezeichnet ein tomografisches Verfahren, welches auf der Verwendung von  $\beta^+$  Emittenten basiert. Es stellt heute die wichtigste Variante der Nukleardiagnostik dar.

### 13.4.1 Übersicht

PET Radiopharmaka, welche mit einem Positronenemitter markiert sind.



Abbildung 13.40: Annihilation eines Positrons und Erzeugung eines Paares von  $\gamma$ -Quanten.

Die freigesetzten Positronen werden im Gewebe auf einer Distanz von wenigen mm abgebremst und annihilieren dann mit einem Elektron. Dabei wird ein Paar von  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von jeweils 511 keV erzeugt. Da der Impuls von Positron und Elektron sehr gering ist im Vergleich mit dem Impuls eines Photons, muss der Gesamtimpuls der beiden Photonen praktisch gleich Null sein, die einzelnen Impulse somit entgegengesetzt gleich. Deshalb fliegen die Photonen in entgegengesetzter Richtung. Der endliche Gesamtimpuls von Elektron und Positron führt zu einer Winkelverteilung der relativen Ausbreitungsrichtung der Photonen von etwa 0,3°.

Isotop	Lebensdauer (Min)	Energie des Positrons (MeV)	Reichweite des Positrons in Wasser (mm)	
$^{11}\text{C}$	20,3	0,96	1,1	
$^{13}\text{N}$	9,97	1,19	1,4	
$^{15}\text{O}$	2,03	1,70	1,5	
$^{18}\text{F}$	109,8	0,64	1,0	
$^{68}\text{Ga}$	67,8	1,89	1,7	
$^{82}\text{Rb}$	1,26	3,15	1,7	

Herstellung:  
Zyklotron  
Generator

Abbildung 13.41: Die wichtigsten PET Kerne.

Die wichtigsten Strahler sind kurzlebig mit einer Halbwertszeit von 10 bis 100 Minuten:  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{30}\text{P}$  und vor allem  $^{18}\text{F}$ . Der Vorteil von kurzlebigen Strahlern ist eine geringe Strahlenbelastung des Patienten, der Nachteil die häufiger erforderliche Nachlieferung des Präparats. Das wichtigste Isotop,  $^{18}\text{F}$ , hat eine Lebensdauer von 110 Minuten. Es wird hergestellt, indem man  $^{18}\text{O}$  mit Protonen aus einem Zyklotron beschießt (→ Kap. 13.1.5).

Bei PET Messungen verzichtet man weitgehend auf Kollimatoren. Für die Lokalisierung der Quelle verwendet man die Tatsache, dass gleichzeitig zwei Photonen emittiert werden und dass die Quelle sich auf der gemeinsamen Ausbreitungsachse befinden muss. Man benötigt deshalb nicht einzelne Photonen, sondern kann nur Ereignisse auswerten, bei denen beide Photonen nachgewiesen werden.

### 13.4.2 Koinzidenzmessung

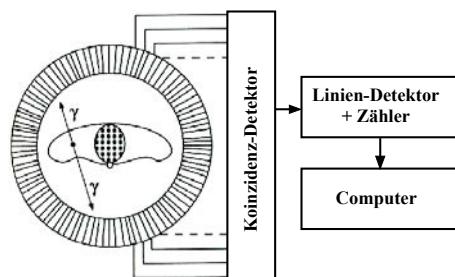


Abbildung 13.42: Messprinzip bei PET.

Der Zerfall wird nachgewiesen, indem man  $\gamma$ -Detektoren rund um den Patienten anbringt und nach Koinzidenzen sucht, d.h. Paare von Photonen, welche innerhalb eines kurzen Zeitfensters registriert werden. Mit einem typischen Zeitfenster von 6-20 ns werden nur Ereignisse berücksichtigt, welche vom gleichen Annihilationsprozess stammen. Dieser muss auf der Verbindungsgeraden zwischen den beiden Detektoren stattgefunden haben.

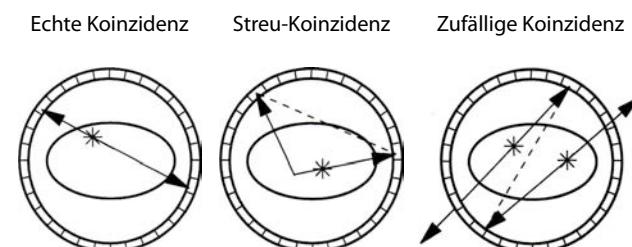


Abbildung 13.43: Wahre, scheinbare und nicht detektierte Koinzidenzen.

Die Annahme, dass die Quelle auf der Verbindungsgeraden liegt, ist nicht immer korrekt. Wird eines der beiden Photonen gestreut, so liegt der Emissionsort nicht mehr auf der Verbindungsgeraden der beiden

Detektoren und die Rekonstruktion ermittelt einen falschen Ort. Indem man die Pulshöhen (~Photonenenergie) misst, kann man solche Ereignisse unterdrücken. Außerdem werden immer auch scheinbare Koinzidenzen gemessen, bei denen die beiden Photonen aus zwei unterschiedlichen Annihilationsprozessen stammen; auch hier liegt der Ursprung nicht auf der Verbindungsgeraden. Diese Ereignisse können zwar durch ein kurzes Detektionsfenster reduziert, aber nie ganz eliminiert werden, da die Detektoren eine Messdauer von etwa 30 - 200 ns benötigen. Man kann die Rate dieser Prozesse aber unabhängig bestimmen und als Hintergrundsignal subtrahieren.

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  $\gamma$ -Quant eintrifft. Die Messgenauigkeit für den Auf treffpunkt beträgt etwa 2 mm.

### 13.4.3 Auflösung

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

- Die freie Weglänge der Positronen. Diese nimmt mit der Energie der Positronen zu und liegt zwischen etwa 0,6 mm für  $^{18}\text{F}$  ( $\mathcal{E}_\gamma=0,63 \text{ MeV}$ ) bis 2,7 mm für  $^{15}\text{O}$  ( $\mathcal{E}_\gamma=1,73 \text{ MeV}$ ).
- Der endliche Impuls von Elektron / Positron, welcher zu einer Winkelverteilung um  $180^\circ$  führt; die Halbwertsbreite beträgt  $\approx 0,3^\circ$ .
- Endliche Auflösung bei der Positionsbestimmung der  $\gamma$ -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 dazu, dass die Lokalisierung von Quellpunkten außerhalb des Zentrums schlechter ist als im Zentrum (siehe Abb. 13.44). Diese geometrischen Beiträge sind vergleichbar mit denen bei der

SPECT Messung. Die endliche Größe der einzelnen Detektorelemente spielt auch eine Rolle. Allerdings kann man diesen Anteil durch Segmentierung der Szintillationskristalle und Positionsbestimmungs-Algorithmen analog zur  $\gamma$ -Kamera reduzieren.

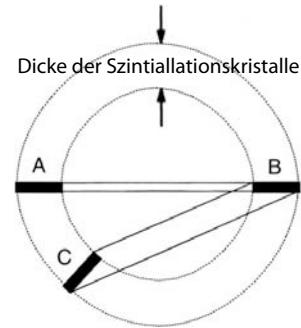


Abbildung 13.44: Detektorring mit einzelnen Segmenten (A, B, C). Die Auflösung ist optimal für Photonenpaare, welche entlang einer Linie durch das Zentrum emittiert werden.

Abb. 13.44 illustriert die Variation der Auflösung mit dem Ort: Werden die beiden Photonen entlang einer Linie durch das Zentrum des Kreises emittiert, so fallen sie entlang der Achse des Szintillators ein, was die geringste Ortsunschärfe ergibt. Bei schrägem Einfall wird die Unschärfe größer.

Berücksichtigt man alle Faktoren, so liegt die physikalisch mögliche Auflösung bei 2 bis 3 mm. Technisch wird eine Ortsauflösung von  $\approx 5 \text{ mm}$  erreicht.

### 13.4.4 Effizienz und Empfindlichkeit

Bei PET geht in die Nachweisempfindlichkeit nicht nur die Effizienz eines einzelnen Detektors ein, sondern es müssen jeweils zwei Detektoren ansprechen. Falls die Nachweisempfindlichkeit für einen Detektor  $\eta = 0,7$  beträgt, dann ist die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Koinzidenzergebnisses 0,49. Hohe Quanteneffizienz der Detektoren für 0,5 MeV  $\gamma$ -Strahlen ist daher sehr wichtig. BGO (Bismuth Germanate) wird üblicherweise verwendet. Hohes Z

und hohe Dichte erhöhen die Nachweisempfindlichkeit für harte Strahlung:

$$S = \eta^2 \frac{\phi}{2\pi}.$$

Hier ist  $S$  die Empfindlichkeit,  $\eta$  die Quanteneffizienz und  $\phi$  der Raumwinkel des Detektorings. Weil NaI-Detektoren mit einer typischen Dicke von 0,95 cm, wie sie für SPECT verwendet werden, lediglich etwa 12 % der 511 keV Photonen detektieren, kann somit ein Paar von NaI Detektoren maximal 1,5 % der zu erwartenden Koinzidenzen detektieren.

Ein weiterer Beitrag ist die Wahrscheinlichkeit, dass beide Photonen den Körper verlassen. Sie beträgt  $e^{-\mu d}$ , mit  $d$  dem Körperlurchmesser entlang der Ausbreitungsrichtung. Der Abschwächungskoeffizient für 511 keV Strahlung in weichem Gewebe liegt bei etwa  $10 \text{ m}^{-1}$ . Bei einem Körperlurchmesser von  $d=20 \text{ cm}$  liegt deshalb die Wahrscheinlichkeit, dass beide Photonen detektiert werden können, bei  $e^{-2} \approx 0,14$ .

Die Empfindlichkeit eines Geräts wird quantifiziert durch die Zählrate pro eingesetzter Aktivität, in Einheiten von (counts per second)/MBq.

### 13.4.5 Bildrekonstruktion

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

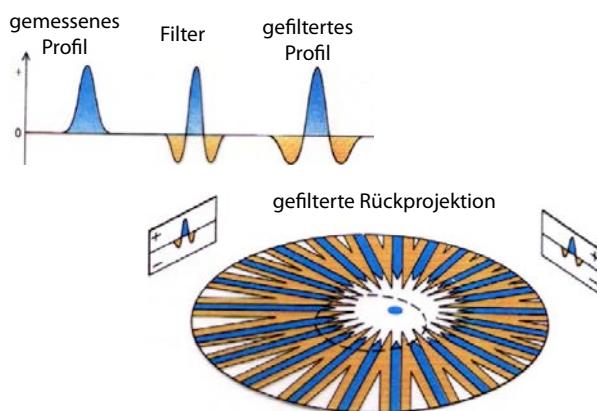


Abbildung 13.45: Gefilterte Rückprojektion

Bei der Rückprojektion verwendet man Filter, um die Auflösung zu verbessern. Diese reduzieren den „Fuß“, welcher durch die Überlagerungen der einzelnen Rückprojektionen in der Nähe des Signals entstehen.

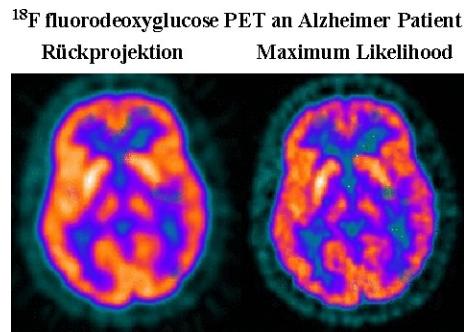


Abbildung 13.46: Vergleich unterschiedlicher Bildrekonstruktionsverfahren.

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 (siehe Kap. 13.3.5). Dieses Verfahren ist wesentlich aufwändiger als die Rückprojektion, liefert aber schärfere Bilder.

### 13.4.6 Artefakte

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 an der Stelle  $x_1$  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

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

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.

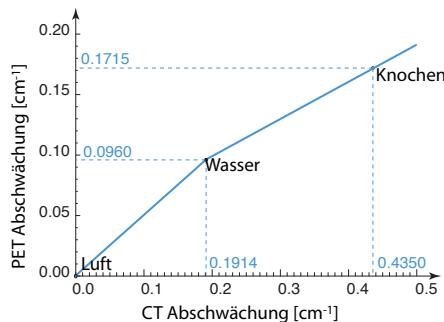
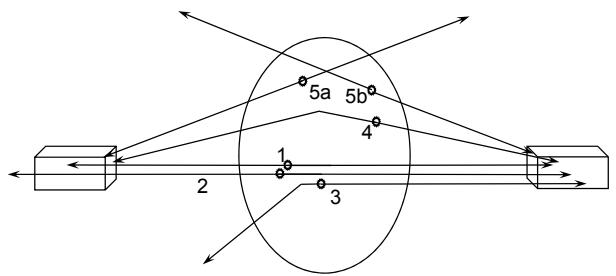


Abbildung 13.47: Berechnung der Absorptionskorrektur aus CT Daten.

Die Absorptionskorrektur ist exakt, wenn man mit einer Transmissionsmessung die Integrale  $\int \mu(x) dx$  entlang dem Messpfad bestimmt. Sie kann auch aus einer CT-Messung abgeschätzt werden, wobei sich die Absorptionswerte jedoch unterscheiden: Wie in Abb. 13.47 gezeigt, ist bei einer CT Messung mit 140 keV die Absorption etwa 2-2,5 mal so stark wie bei PET mit einer Photonenenergie von 511 keV.

Nur ein geringer Teil der Photonenpaare wird detektiert, da die meisten nicht in der Detektorebene liegen. Wird ein Photon gestreut und trotzdem detektiert, so ergibt die Rekonstruktion einen falschen Ort. Diese Ereignisse kann man bei genügend hoher Energieauflösung eliminieren, indem man nur Ereignisse mit  $2 \cdot 511$  keV berücksichtigt. Bei hohen Zählraten können Ereignisse überlappen und so zu falschen Daten führen. Dies kann man reduzieren, indem die Aktivität nicht zu hoch gewählt wird und indem man Detektoren mit kurzen Totzeiten benutzt.



1. Detektiertes KE
2. Richtiges aber nicht detektiertes KE durch mangelnde Sensitivität
3. Richtiges aber verlorenes KE durch Absorption oder Streuung
4. KE durch Streuung im Körper
- 5a,b Zufällige KE

Abbildung 13.48: Wahre, scheinbare und nicht detektierte Koinzidenzen.

Zufällige Koinzidenzen können herausgerechnet werden, wenn die Dauer des Fensters für die Detektion von Koinzidenzen  $\tau$  ist und die Rate für die zufälligen Einzelereignisse  $r$ , dann ist die Rate der zufälligen Koinzidenzen  $R = \tau r^2$ . Die Rate der zufälligen Koinzidenzen kann auch gemessen werden, indem man ein Zeitfenster verwendet, welches deutlich außerhalb des Bereichs der echten Koinzidenzen liegt. Man kann davon ausgehen, dass dort die Zahl der zufälligen Koinzidenzen gleich ist.

### 13.4.7 Gerätetechnik

Die Detektion erfolgt grundsätzlich ähnlich wie bei der planaren Szintigraphie und bei SPECT. Allerdings sind die Anforderungen an die Detektoren bei PET etwas anders als bei SPECT. Zum einen müssen Photonen mit höherer Energie detektiert werden, was Materialien mit höheren Ordnungszahlen und dickere Szintillatoren erfordert. Zum anderen ist eine kurze Abklingzeit wichtig, nicht nur um hohe Zählraten zu erreichen, sondern auch um echte Koinzidenzen möglichst genau von zufälligen zu unterscheiden.

Während bei SPECT die Detektion auf  $\gamma$ -Kameras beruht, welche die Projektion in einen bestimmten Winkelbereich durchführen, muss bei PET mindestens in einem ganzen Ring detektiert werden, um simultane Ereignisse zu registrieren. Ein Detektorring umfasst heute bei einem Durchmesser von 1 m

Scintillator	Decay constant (nsec)	Peak wavelength (nm)	Atomic numbers	Density (g/cm³)	Attenuation coefficient 511 keV (cm⁻¹)	Conversion efficiency relative to NaI
NaI(Tl)	230	415	11,53	3.67	0.343	100%
BGO	300	460	83,32,8	7.17	0.964	12-14%
GSO(Ce)	56	430	64,14,8	6.71	0.704	41%
LSO(Ce)	40	420	71,14,8	7.4	0.870	75%

Abbildung 13.49: Daten von Szintillationsmaterialien für PET.

rund 600 Detektoren. Im Gegensatz zu SPECT benötigt man bei PET keine Kollimatoren. Deshalb ist die Ausbeute wesentlich höher und damit die notwendige Aktivität deutlich kleiner. Typische Zählraten liegen bei  $10^6$  pro Sekunde, wovon etwa 1 % Koinzidenzen darstellen.

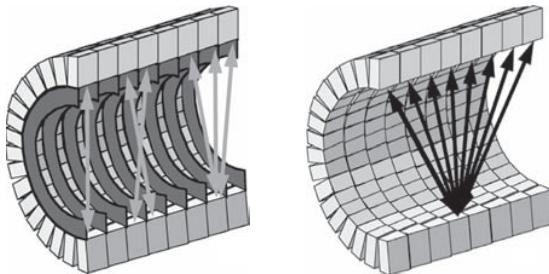


Abbildung 13.50: 2D vs. 3D Modus.

Mit einer größeren Zahl von Detektoren kann die Messzeit reduziert und damit auch die Strahlenbelastung für den Patienten reduziert werden. Meist werden mehrere Ringe verwendet, um mehr als eine Schicht gleichzeitig messen zu können. Solche Detektoren können mehr als 10000 Elemente umfassen. Misst man nur Koinzidenzen einer Schicht, so werden die Schichten durch eine Art von Kollimatoren (Septa) getrennt, so dass sie nur Ereignisse aus der entsprechenden Schicht registrieren. Dies wird als 2D Modus bezeichnet.



Abbildung 13.51: Zusätzliche Koinzidenzen aus Nutzung benachbarter Schichten.

In diesem Modus kann man auch die Empfindlichkeit erhöhen, indem man zur Schicht mit Index  $N$  die Ereignisse addiert, die sich durch Koinzidenzen

aus den Schichten  $N + 1$  mit  $N - 1$  ergeben.

### 13.4.8 Weiterentwicklungen

Eine wesentlich höhere Zählrate wird ohne die Septa erreicht. In diesem Fall muss die Rekonstruktion im 3D Modus erfolgen (Abb. 13.50 rechts), es wird also nicht mehr mit unabhängigen Schichten gearbeitet. Dadurch steigt die Empfindlichkeit linear mit der Anzahl der Schichten an. Dies stellt größere Anforderungen an die Elektronik. Die Elimination der Septa führt auch dazu, dass mehr gestreute Photonen (aus Compton-Streuung) die Detektoren erreichen. Außerdem wird das Field of View der Detektoren durch die Entfernung der Septa größer. Dadurch werden auch mehr "singles" gemessen, welche sonst im Septum steckenbleiben würden.

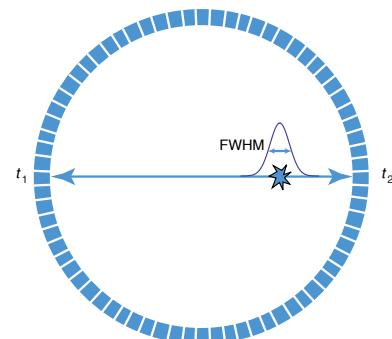


Abbildung 13.52: Lokalisierung entlang der Verbindungsgeraden beim TOF-PET.

Eine bessere Rekonstruktion ist auch möglich, wenn die Ankunftszeit der Photonen berücksichtigt wird. Bei dieser TOF (time of flight) PET Methode wird aus der Differenz der Ankunftszeiten der beiden Photonen der Ort auf der Verbindungsgeraden rekonstruiert, an dem die Photonen emittiert wurden. Für eine zeitliche Unsicherheit  $\Delta t$  erhält man eine Ortsauflösung

$$\Delta x = \frac{1}{2} c \Delta t.$$

Bei einer Zeitauflösung von 0.1 ns erreicht man eine Positionsgenauigkeit von 15 mm in Ausbreitungsrichtung.

PET wird heute gerne mit anderen Modalitäten kombiniert. Am weitesten verbreitet sind PET/CT Geräte: Die CT liefert eine präzise Anatomie und erlaubt die Berechnung der Absorptionskorrektur. In einem solchen Gerät wird zuerst das CT gemessen, anschließend das PET. Eine andere Kombination ist PET/MRI. Wegen des starken Magnetfelds der MRI kann hier nicht mit Photomultipliern gearbeitet werden.

### 13.4.9 Anwendungen

Eines der wichtigsten Radiopharmaka ist 2-Fluor-2-Deoxyglucose (kurz F-18 FDG). Es wird von den aktiven Zellen über den Glucose-Transport aufgenommen und akkumuliert. F-18 FDG kann einen hohen Glukose-Metabolismus feststellen, während es selber nicht metabolisiert wird.

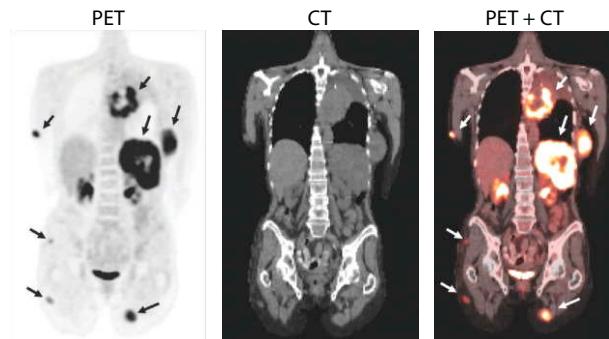


Abbildung 13.53: Krebsdiagnose mit PET/CT.

Eine Anwendung besteht in der Krebsdiagnose: Tumore brauchen aufgrund ihres Wachstums besonders hohe Mengen an Glukose.

<sup>18</sup>F markiertes Florbetapir kann für die Messung von Plaques im Gehirn verwendet werden. Hohe Belastungen mit Plaques korrelieren mit Alzheimer-Erkrankungen. Im Beispiel von Abb. 13.54 wurde den Patienten eine Dosis von 370 MBq gespritzt und nach einer Wartezeit von 50 Minuten wurde 10 Minuten PET gemessen.

Auf diesem Gebiet werden aktuell auch neue Sonden entwickelt, z.B. auf der Basis von <sup>11</sup>C. Abb. 13.55 zeigt ein Beispiel: hier wurden Liganden für tau-Fibrillen verwendet, welche mit <sup>11</sup>C markiert waren.

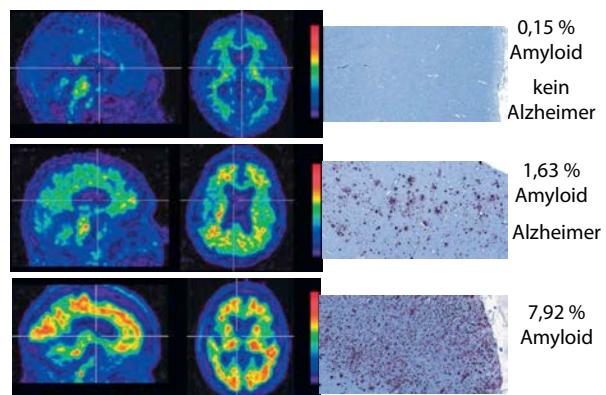


Abbildung 13.54: Messung von Plaques im Gehirn mit PET. Die Kontrollaufnahmen wurden nach dem Tod der Patienten mit Antikörpern auf  $\beta$ -Amyloid gefärbt und photographiert.[2]

<sup>18</sup>F-markiertes Fluoromisonidazol kann verwendet werden, um Bereiche mit Sauerstoffmangel zu detektieren. In diesen Bereichen sind Tumoren häufig resistent gegen Chemotherapie.

Ebenfalls mit <sup>19</sup>F markiertes DOPA wird verwendet, um die Dopamin-Produktion des Gehirns zu untersuchen. Diese ist bei Parkinson-Patienten gestört. Weitere Tracer werden für andere Gehirnfunktionen verwendet.

Der Metabolismus von Knochen kann mit Hilfe von PET untersucht werden. Dafür verwendet man <sup>99m</sup>Tc-markiertes Phosphonat (Phosphonsäure-Ester). Damit können z.B. Knochenbrüche detektiert werden.

Für die Messung der Myokard-Perfusion werden, ähnlich wie bei SPECT, wasserlösliche Tracer verwendet, z.B. <sup>13</sup>NH<sub>3</sub> oder H<sub>2</sub><sup>15</sup>O. Dies kann mit einer Messung des Glukose-Metabolismus kombiniert werden, um Aussagen über den Gesundheitszustand des Herzmuskels zu erhalten.

Als Zusammenfassung: PET wird verwendet für

- Onkologie: Tumor-Erkennung und -Lokalisierung
- Neurologie: Gehirnfunktion, Epilepsie, Alzheimer, Durchblutung (z.B. Schlaganfall)

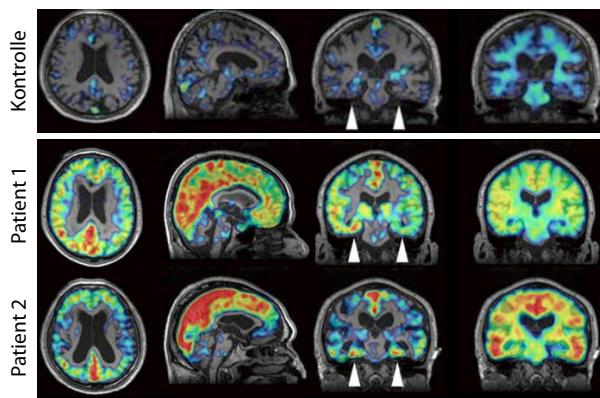


Abbildung 13.55: Messung von tau-Fibrillen im Gehirn von zwei Alzheimer-Patienten und einem gesunden Probanden.[5]

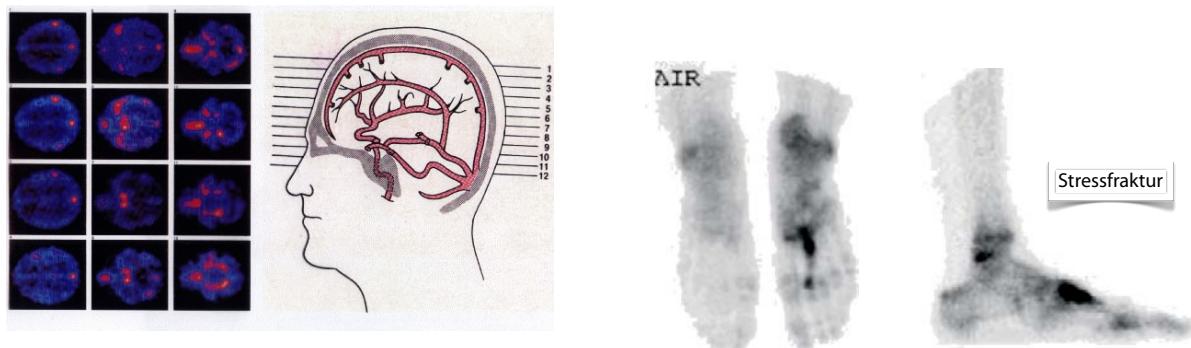


Abbildung 13.56: Durchblutungsmessung im Gehirn mit PET

Abbildung 13.57: Stress-Fraktur im linken Fuß.

- Kardiologie: Durchblutung und Stoffwechsel des Herzens; Schlaganfall
- Pharmaforschung: Aufklärung der Wirkungsweise von Medikamenten
- Mammographie (Krebserkennung): PEM