

# Praktikum B - Versuch B3.4 Positronen-Emissions-Tomografie

Jesco Talies, Timon Danowski, Erik Gasmus

6. Juni 2021

# Inhaltsverzeichnis

# 1 Einleitung

PET - Scans gehören in der Medizin heutzutage zu den gängigen Bildgebenden Verfahren. Im Gegensatz zu beispielsweise Röntgenaufnahmen, CT - oder auch MRT - Scans sind PET - Scans jedoch nicht sensitiv auf die *Dichte* des untersuchten Gewebes, sondern auf die Konzentration eines zuvor injizierten radioaktiven Markers, des *Tracers*. Dieser wird durch Ausnutzung der als Begleiterscheinung beim  $\beta^+$  - Zerfall auftretenden Positron - Elektron - Annihilation nachgewiesen, bei der zwei Photonen der jeweils spezifischen Energie von 511 keV kollinear emittiert werden. Durch die wiederholte simultane Registrierung zweier solcher Photonen lässt sich dreidimensional rekonstruieren, wo diese Photonen emittiert wurden, und so die Position der radioaktiven Quelle bestimmen.

In diesem Versuch werden wir durch Anwendung dieses Verfahrens versuchen, die Positionen zweier radioaktiver Quellen, die in einer kleinen Box versteckt sind, zu bestimmen. Zudem befassen wir uns mit der Funktionsweise der dazu als Detektor verwendeten NaI - Szintillatoren und der Winkelabhängigkeit des Annihilationsprozesses.

## 1.1 Theorie

### 1.1.1 Der $\beta$ - Zerfall

Der  $\beta$  - Zerfall ist die am Häufigsten auftretende Zerfallsart für natürlich vorkommende Radionuklide. Man unterscheidet drei Arten des  $\beta$  - Zerfalls:

- $\beta^-$  - Zerfall:

Unter Emission eines Elektrons und eines Antineutrinos kann sich ein Neutron in ein Proton umwandeln:



- $\beta^+$  - Zerfall:

Ebenso kann sich ein Proton durch Emission eines Positrons und eines Neutrinos in ein Neutron umwandeln:



- EC (electron capture):

Es gibt außerdem die Möglichkeit, dass ein Proton durch Einfang eines Elektrons in ein Neutron umgewandelt wird, wobei ein Neutrino emittiert wird:



Nuklide, die zum  $\beta^+$  - Zerfall neigen, können alternativ auch über Elektroneneinfang zerfallen. Durch eine genauere Betrachtung der zugehörigen Energiebilanzen erkennt man, dass das Auftreten der einzelnen Zerfallsarten an folgende Bedingungen geknüpft ist:

- $\beta^-$ :  $m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z+1} Y) > 0$
- $\beta^+$ :  $m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z-1} Y) - m_{e^-} - m_{e^+} = m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z-1} Y) - 2m_e > 0^1$
- EC:  $m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z-1} Y) > 0$

Auf der Nuklidkarte findet man  $\beta^-$  - Strahler in blau rechts unterhalb der stabilen Isotope (in schwarz),  $\beta^+$  - Strahler links oberhalb und in rot. Für die Positron - Emissions - Tomographie ist ausschließlich der  $\beta^+$  - Zerfall relevant, da nur bei diesem ein Positron entsteht. Die kinetische Energie dieses Positrons variiert, da sich die Zerfallsenergie auf das Positron und das Elektronneutrino verteilt; es wird jedoch schnell durch Stöße seine kinetische Energie abgeben und dann einen kurzlebigen gebundenen Zustand mit einem Elektron, das *Positronium*, bilden. Dieses zerfällt, wie eingangs bereits erwähnt, unter kollinear Emission zweier 511 keV - Photonen (*Paarvernichtung*).

Da es diese beiden Photonen sind, die beim PET - Scan nachgewiesen werden, ist zu berücksichtigen, dass diese i.d.R. nicht direkt in der Quelle entstehen, sondern eben erst dort, wo das von der Quelle emittierte Positron

<sup>1</sup>Die Elektronenmasse kommt in die Gleichung, da der Kern nach dem Zerfall ein überschüssiges Elektron zur Verfügung hat, da die Kernladungszahl um 1 sinkt und die Hüllenelektronenzahl sich nicht verändert

von einem Elektron eingefangen wird. Dass die Quelle bei einer 3D - Positionsbestimmung möglicherweise also leicht verschmiert erscheint, ist durch diesen Umstand bedingt.

Beim Zerfall von  $^{22}\text{Na}$  ist zudem zu berücksichtigen, dass es meistens in einen angeregten Zustand von  $^{22}\text{Ne}$  zerfällt und durch anschließende Emission eines 1275keV- $\gamma$ -Quants in den Grundzustand übergeht. Das Photon kann, da seine Energie mehr als 1022keV beträgt, seinerseits in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen (sh. Abschn. *Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten mit Materie* weiter unten), und das mitunter weit von der Quelle entfernt. Das dabei entstehende Positronium erzeugt bei der darauf folgenden Annihilation mit einem  $e^-$  detektierbare Signale außerhalb der Quelle.

### 1.1.2 Paarvernichtung

Da der Annihilationsprozess für diesen Versuch eine wesentliche Rolle spielt, wollen wir uns noch etwas eingehender mit diesem befassen.

Bevor es zur Paarvernichtung kommt, bilden das Positron und Elektron das bereits erwähnte Positronium. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung dieses gebundenen Zustands hängt stark von der kinetischen Energie des Positrons ab: Je schneller das Positron ist, desto unwahrscheinlicher wird der Prozess; daher muss das  $e^+$  seine kinetische Energie zuerst abgeben.

Sind die Spins im Positronium entgegengesetzt ausgerichtet, spricht man von *Parapositronium*, bei gleich ausgerichteten Spins von *Orthopositronium*. Der zweite Fall tritt nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,003 % auf und zerfällt in insgesamt drei Photonen mit kontinuierlichem Energiespektrum. Die zwei beim Zerfall des Parapositronium emittierten Photonen haben aufgrund der Erhaltung von Impuls und Energie im Ruhesystem des Positroniums stets dieselbe, feste Energie von 511keV und werden stets unter einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander abgestrahlt. Hat das Positronium jedoch eine kinetische Energie relativ zum Beobachter, so wird zum einen aufgrund relativistischer Effekte der Emissionswinkel aus dem Laborsystem kleiner sein als  $180^\circ$ :

$$\angle(\gamma_1, \gamma_2) = |180^\circ - \arctan \frac{p_T}{m_e c}| \quad (4)$$

, wobei  $p_T$  die transversale Impulskomponente des Positroniums gegenüber der Emissionsrichtung ist. Zum Anderen sorgt der Dopplereffekt für eine Verschiebung der Photonenenergien, sodass der zugehörige Peak im Energiespektrum verbreitert erscheint.

### 1.1.3 Wechselwirkung von $\gamma$ -Quanten mit Materie

Man unterscheidet drei Mechanismen der Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ -Quanten und Materie: Der Photoeffekt, die Compton - Streuung und die Paarerzeugung. Die Wirkungsquerschnitte für alle drei Prozesse variieren mit der  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma$  sowie der Kernladungszahl  $Z$  des wechselwirkenden Materials. Im Folgenden geben wir eine Übersicht zu den einzelnen Mechanismen.

**Photoeffekt** Wenn ein  $\gamma$  - Quant auf ein Atom trifft, kann es seine Energie an eines der Hüllenelektronen abgeben, indem es von diesem Elektron absorbiert wird. Ionisierungsenergien liegen meist im eV - Bereich, sodass das Elektron durch die Energieaufnahme aus der Atomhülle befreit wird. Seine kinetische Energie ist danach gleich der Energie des absorbierten  $\gamma$  - Quants abzüglich der Bindungsenergie; da Letztere jedoch um ein Vielfaches kleiner ist, vernachlässigen wir diese in folgenden Betrachtungen und sehen die Energie eines solchen Photo - Elektrons als dieselbe Energie des ursprünglichen Photons an.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist abhängig von der Kernladungszahl  $Z$  des getroffenen Atoms sowie der Photonenenergie  $E_\gamma$ :

$$\sigma \propto Z^5 E_\gamma^{-3,5} \quad (5)$$

Bei Photonenenergien bis ca. 100 keV ist der Photoeffekt der am Häufigsten eintretende Wechselwirkungsprozess zwischen  $\gamma$  - Quanten und Materie.

**Compton - Streuung** Freie Elektronen können anders als ihre in Atomen gebundenen Artgenossen nicht die gesamte Energie eines  $\gamma$  - Quants aufnehmen. Wie viel Energie sie bei einem Stoß erhalten, ist abhängig vom Streuwinkel  $\theta$ . Der Energieübertrag auf das Elektron wird maximal für  $180^\circ$ , also Rückstreuung des Photons, und ist 0 bei  $\theta = 0$ . Die Änderung der Wellenlänge (und damit der Energie) des Photons beim Stoß ergibt sich aus der Klein - Nishina Formel zu

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (6)$$

Für den Wirkungsquerschnitt der Compton - Streuung gilt

$$\sigma \propto Z E_{\gamma}^{-1} \quad (7)$$

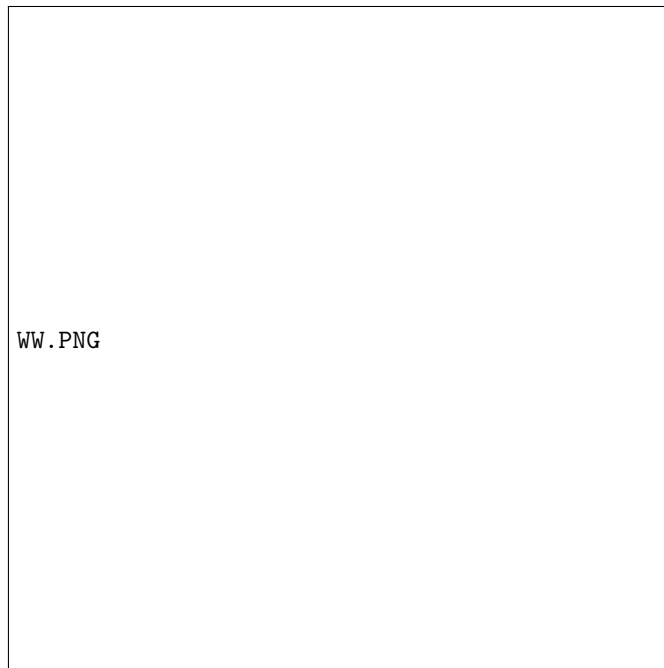
Ab Photonenenergien von ca. 100 keV wird die Compton - Streuung zur dominierenden Wechselwirkungsform.

**Paarerzeugung** Elektronen und Positronen haben eine Ruhemasse von jeweils 511 keV. Ab einer Photonenenergie von 1022 keV kann es also zur Paarerzeugung kommen, d.h. das  $\gamma$  - Quant kann in ein Elektron - Positron - Paar zerfallen. Notwendige Bedingung für diesen Prozess ist neben der genannten Mindestenergie die Anwesenheit eines Atomkerns, der durch Aufnahme des Photonenimpulses als Rückstoß die Impulserhaltung gewährleistet. Übersteigt die Energie des  $\gamma$  - Quants 1022 keV, erhalten die entstehenden Leptonen diese überschüssige Energie als kinetische Energie.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung nimmt mit der Photonenenergie zu,

$$\sigma \propto Z^2 \ln E_{\gamma} \quad (8)$$

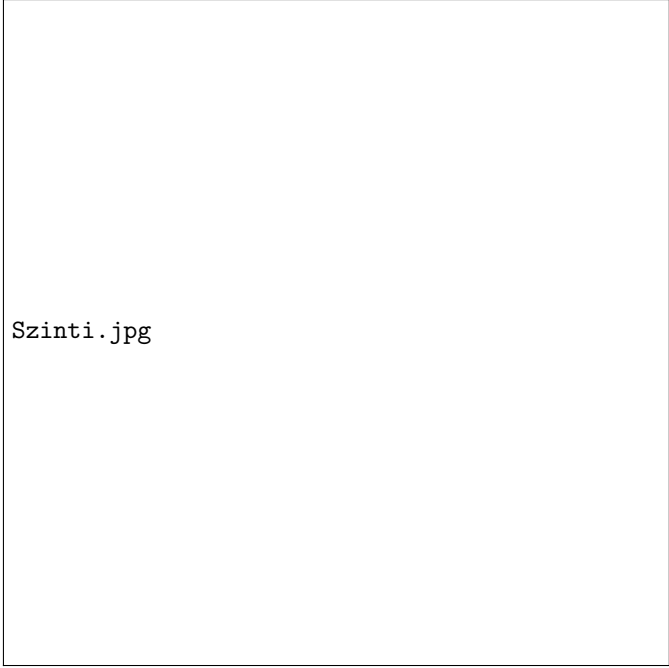
sodass ab Energien von wenigen MeV (abhängig von der Kernladungszahl  $Z$ ) die Paarerzeugung den Hauptanteil der Wechselwirkungen zwischen  $\gamma$  - Strahlung und Materie ausmacht.



Für die Positron-Emissions-Tomografie ist vor allem die Paarerzeugung relevant, beim Detektionsvorgang spielt jedoch auch der Photoeffekt eine wichtige Rolle, wie der folgende Abschnitt zeigen wird.

#### 1.1.4 Szintillatoren & Photomultiplier

Szintillatoren dienen bei PET zur Umwandlung des initialen, hochenergetischen  $\gamma$ -Photons in viele einzelne Photonen niedrigerer Energie, deren Gesamtenergie jedoch der des  $\gamma$ -Quants entspricht. Diese Photonen stoßen anschließend im Photomultiplier mehrere Elektronen heraus, die dort vervielfacht werden, bis sich am Ende ein zur ursprünglichen  $\gamma$ -Energie proportionaler, messbarer Strompuls ergibt.



Szinti.jpg

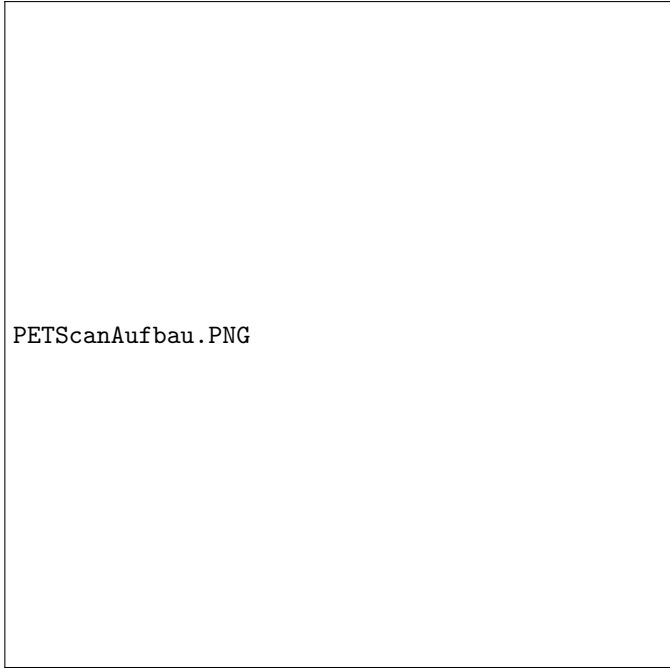
Trifft das  $\gamma$ -Photon auf ein Hüllenelektron im Szintillator, nimmt dieses durch den Photoeffekt die gesamte  $\gamma$ -Energie auf und verlässt die Atomhülle mit entsprechend hoher kinetischer Energie. Im Szintillationskristall wird das  $e^-$  nun immer wieder mit Atomen kollidieren und seine Energie stückweise an deren Hüllenelektronen abgeben. Diese werden durch die Energieaufnahme in angeregte Zustände versetzt und gelangen danach durch Photonenemission in den Grundzustand zurück. Auf diese Weise wird das ursprüngliche Photon in mehrere Photonen niedrigerer Energie umgewandelt.

Es gibt verschiedenste Materialien, die sich als Szintillator eignen. Allgemein haben anorganische Szintillationskristalle eine höhere Effizienz für den Nachweis von  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung als organische Szintillatoren, sind dafür aber oft hygroskop, was eine luftdichte Lagerung zum Schutz vor Feuchtigkeit unumgänglich macht (so auch der im Versuch verwendete NaI-Szintillator). Ein wesentlicher Unterschied organischer Szintillatoren zu den anorganischen ist zudem, dass die Szintillation in organischen Materialien durch Elektronenübergänge in Molekülen anstelle von Übergängen in Kristallgittern entsteht. Ein organischer Szintillator kann somit auch in flüssigem oder gasigem Zustand eingesetzt werden, wogegen anorganische Szintillatoren stets Festkörper sind. Im Photomultiplier treffen die Photonen zunächst auf eine Photokathode, aus der sie erneut mittels Photoeffekt Elektronen auslösen. Der Photomultiplier besteht nun aus mehreren (üblicherweise ungefähr 10) *Dynoden*, zwischen denen jeweils ein die Elektronen beschleunigendes Potential liegt. Dadurch löst jedes Elektron beim Aufprall auf die jeweils nächste Dynode ca.  $10^7$  weitere Elektronen aus, sodass die resultierende Masse an Elektronen am Ende des Photomultipliers einen messbaren Strom erzeugt.

Die Detektion eines einzelnen  $\beta^+$ -Zerfalls involviert also mehrere Wandlungen zwischen Strahlung und Materie: Zuerst wird beim Zerfall des Radionuklids ein *Positron* und ein Neutrino emittiert. Das Positron *zerstrahlt* daraufhin mit einem Elektron und ein *Photon* entsteht. Dieses wird im Szintillator von einem *Elektron* absorbiert, welches mit hoher Geschwindigkeit durch den Szintillator rauscht und bei zahlreichen Stößen ebenso zahlreiche *extit* Photonen erzeugt. Am Photomultiplier werden diese Photonen wieder in *Elektronen* umgesetzt, die anschließend vervielfacht werden.

### 1.1.5 Durchführung eines PET - Scans

Um einen  $\beta^+$ -Zerfall eindeutig als einen solchen nachzuweisen, genügt es nicht, bloß eines der emittierten 511keV-Photonen zu registrieren, da wir dieses nicht eindeutig der betrachteten Quelle zuordnen könnten. Gelingt es jedoch, *beide* der beim Annihilationsprozess emittierten Photonen *zeitgleich* nachzuweisen, lässt sich bei einer geeigneten Detektoranordnung sogar die Position der Quelle bestimmen. In der Medizin nutzt man dazu eine ringförmige Detektoranordnung wie in Abb.?? dargestellt, die um den Patienten bewegt werden kann; in unserem Versuch ist es günstiger, einfach die Quelle zwischen zwei gegenüber voneinander positionierten Detektoren zu bewegen.



PETScanAufbau.PNG

Abbildung 1: Aufbau PET-Scan<sup>2</sup>

Die Detektorelektronik wird so eingestellt, dass sie nur bei der Registrierung von 511keV-Photonen Signale ausgibt, die Koinzidenzeinheit gibt ebenso nur dann Signale aus, wenn beide Detektoren zeitgleich ansprechen. Aus einer genügend großen Menge registrierter Ereignisse lässt sich dann schließlich die Quellenposition rekonstruieren. Dabei können verschiedene Komplikationen die Bildqualität negativ beeinflussen: Die beim  $\beta^+$ -Zerfall emittierten Positronen haben eine Reichweite von ca. 2mm, wodurch die Bildschärfe begrenzt ist und auch *falsche* Koinzidenzen haben einen negativen Einfluss. So können Photonen *absorbiert* werden, bevor sie den Detektor erreichen, sodass dieser kein Ereignis registriert; es kann durch *Streuung* auf dem Weg zum Detektor Energie verlieren und so die Schwellwertenergie unterschreiten oder es wird durch Streuung abgelenkt und wird an anderer Stelle registriert, woraus sich eine falsche Line of Response ergäbe. Ebenso können sich zufällig auftretende Koinzidenzen (z.B. verursacht durch Untergrundstrahlung) oder Koinzidenzen, die aufgrund nicht erfüllter Kriterien *verworfen* werden, aber dennoch von der gesuchten Quelle stammen, die Bildqualität verschlechtern.

Die meisten medizinischen bildgebenden Verfahren sind sensitiv auf die Dichte des untersuchten Gewebes; so absorbieren beispielsweise Knochen oder Metall mehr Röntgenstrahlung als Fett- oder Muskelgewebe<sup>3</sup>, Ultraschallwellen breiten sich in unterschiedlich dichtem Gewebe mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus und bei einer Magnetresonanztomografie werden zunächst die Protonenspins im Körper mithilfe eines starken externen Magnetfeldes gleich ausgerichtet und im Anschluss mit einem Radiopuls aus der Ordnung gebracht; die Zeit, bis die Spins sich daraufhin wieder entlang des Magnetfeldes ausrichten, ist wiederum charakteristisch für die jeweilige Gewebeart. Mit Ausnahme der Ultraschalluntersuchung belasten all diese Verfahren den Körper mit unterschiedlich hohen Strahlendosen vom ca. 2-fachen der täglichen, natürlichen Untergrundstrahlung bei Röntgenaufnahmen des Brustkorbbereiches bishin zum 1000-fachen davon bei CT-Scans des Abdominalbereichs. Keines dieser Verfahren ist außerdem geeignet, um z.B. Krebszellen im Körper zu lokalisieren, da diese sich hinsichtlich ihrer Dichte nicht vom umgebenden Gewebe unterscheiden. Ein wesentlicher Unterschied zwischen Krebszellen und gesunden Zellen ist jedoch ihre deutlich erhöhte Reproduktionsrate.

Körperzellen benötigen Glucose zur Vermehrung, ein Stoff der sich mit Fluor markieren lässt; verwendet man dazu das radioaktive Isotop  $^{18}\text{F}$  und injiziert diesen *Tracer* einem Patienten, wird er sich also vermehrt in Krebszellen ansammeln. Da es sich bei  $^{18}\text{F}$  zudem um einen  $\beta^+$ -Strahler handelt, lässt sich auf diese Weise mittels PET die Position der Krebszellen im Körper darüber bestimmen, dass diese mehr  $\beta$ -Strahlung als das restliche Gewebe emittieren und sich so im PET-Scan von diesem abheben.

Nicht jeder  $\beta^+$ -Strahler eignet sich als Tracer, denn zum Einen kann der menschliche Körper nicht jedes Element gefahrlos verarbeiten, zum Anderen sollte der Körper auch nicht über lange Zeit durch Strahlung von innen heraus belastet werden. Ein Tracer sollte also sowohl eine niedrige Halbwertszeit  $T_{1/2}$  aufweisen, damit dieser sich schnell wieder aus dem Körper verflüchtigt, und außerdem sollte das Element in körpereigenen Verbindungen vorhanden sein, um den Körper nicht noch mit der Verarbeitung des Stoffes zu strapazieren. Besonders

<sup>2</sup>Quelle: Versuchsanleitung

<sup>3</sup>Röntgenstrahlung eignet sich sowohl für 2D - Aufnahmen beim klassischen *Röntgen* oder auch für 3D - Aufnahmen oder 2D - Querschnitte mittels Computertomografie

geeignet sind daher z.B.  $^{11}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 20,3\text{min}$ ),  $^{13}\text{N}$  ( $T_{1/2} = 10,1\text{min}$ ),  $^{15}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 2,03\text{min}$ ) oder eben  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 110\text{min}$ ). Durch die niedrigen Halbwertszeiten der Isotope ist es unerlässlich, diese direkt vor Ort der PET-Anlage zu produzieren, was mit hohen Kosten in der Anschaffung sowohl des PET-Scanners als auch eines geeigneten Teilchenbeschleunigers zur Radionuklidherstellung (z.B. ein Zyklotron) sowie hohen laufenden Kosten aufgrund des Energiebedarfs verbunden ist.

### 1.1.6 Detektorelektronik



Abbildung 2: Schaltskizze der verwendeten Elektronik<sup>4</sup>

Das elektrische Signal, das bei einem Ereignis am Ende des *Photomultipliers* (kurz: PMT) abgegriffen werden kann, muss zur Umsetzung des im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahrens durch einige elektronische Bauteile verarbeitet werden (sh. Abb. ??), mit deren Aufgaben wir uns im Folgenden befassen.

Zunächst wird die Amplitude des abgegriffenen Signals durch einen *Vorverstärker* (=VV) erhöht, sodass die Bauteilbedingten Verluste (Eigenwiderstände der Kabel, Schnittstellen usw.) gering gehalten werden. Der anschließende *Hauptverstärker*, ein *Timing Filter Amplifier*, dient dazu, als Reaktion auf ein eingehendes Signal ein Signal mit möglichst steiler Anstiegsflanke auszugeben, damit die Reaktionszeit des gesamten Detektors niedrig bleibt und wir kurz aufeinander folgende Koinzidenzen gut voneinander trennen und als einzelne Ereignisse erfassen können.

Darauf folgt der *Constant Fraction Discriminator* (=CFD), der ein logisches Signal ausgibt, wenn sein Eingangssignal einen gewissen Schwellwert übersteigt. Die dahinter geschaltete Koinzidenzeinheit erhält also von beiden CFDs logische Signale und gibt ihrerseits genau dann ein logisches Signal aus, wenn die von den CFDs erhaltenen Signale zeitlich überlappen. Dabei kann es passieren, dass zwei Signale, die zwar koinzident sind, aber unterschiedliche Amplituden haben, den Schwellwert im Diskriminator zu verschiedenen Zeiten überschreiten (*Walk-Effekt*, sh. Abb. ??), oder aber zwei identische Signale durch Überlagerungen mit dem Untergrund im zeitlichen Verlauf voneinander abweichen und die beiden Diskriminatoren zu unterschiedlichen Zeiten die logischen Antwortsignale ausgeben (*Jitter-Effekt*). Diesen beiden Effekten beugt der CFD vor, indem er das Eingangssignal um eine kurze Zeit  $T$  verzögert und diesem ein zweites Signal überlagert, das aus dem Eingangssignal durch Inversion und Stauchung um einen Faktor  $0 < k < 1$  erzeugt wird (sh. Abb. ??). Der Nulldurchgang dieses manipulierten Signals ist unabhängig von der Pulshöhe des Eingangssignals (sh. Abb. ??) und somit gibt der CFD ein logisches Signal bei diesem Nulldurchgang aus und minimiert dadurch Walk- und Jitter-Effekt.

<sup>4</sup>PMT: Photomultiplier, VV: Vorverstärker, TFA: Timing Filter Amplifier (Hauptverstärker), CFD: Constant Fraction Discriminator. Quelle: Versuchsanleitung



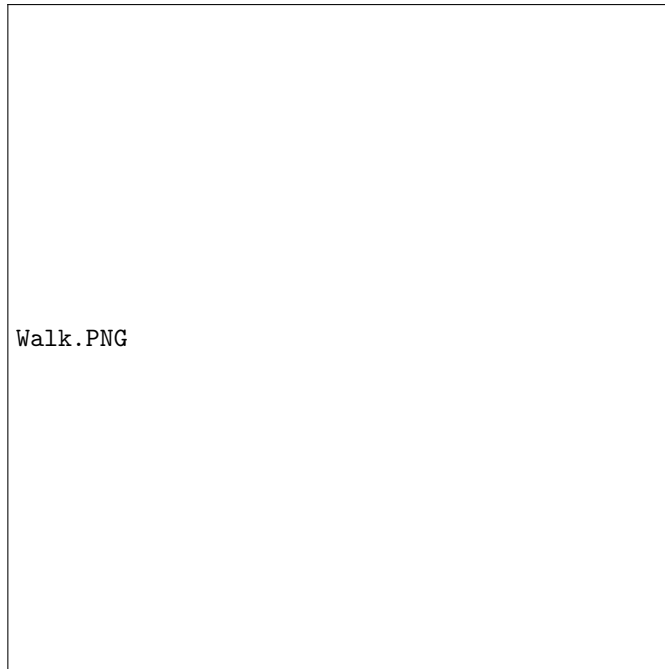


Abbildung 3: Walk-Effekt; Links: Schwellendiskriminator, Rechts: CFD<sup>5</sup>

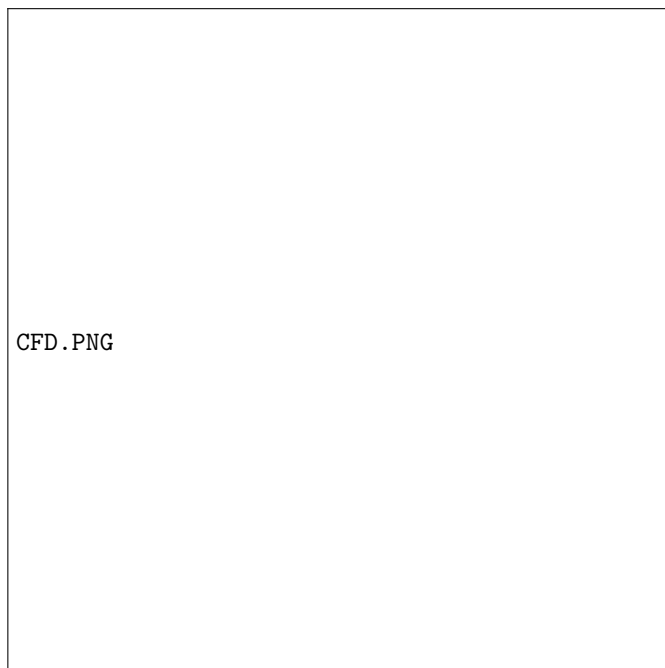


Abbildung 4: Funktionsweise eines CFD<sup>6</sup>

Das logische Signal, welches die Koinzidenzeinheit bei einem zeitlichen Überlapp der von den CFDs erhaltenen Signale ausgibt, wird zuletzt noch mithilfe eines *Gate Generators* in ein genormtes logisches Signal gewandelt, damit der Zähler dieses verarbeiten kann. Der Zähler selbst zählt schlicht die Menge der erhaltenen Signale in einem vorgegebenen (einstellbaren) Zeitraum.

## 2 Versuchsdurchführung

Messaufträge:

---

<sup>5</sup>Quelle: Versuchsanleitung

<sup>6</sup>Quelle: Versuchsanleitung

1. Vorverstärkersignal am Oszilloskop. Detektoren and Hochspannung anschließen, Quelle in der Mitte der Detektorfläche platzieren. Signal skizzieren.
2. TFAs einbauen und das Gaussignal am Oszilloskop betrachten
3. CDDs einbauen und die Nulldurchgänge am Oszilloskop untersuchen, verschiedene einstellungen des CFD testen, Einfluss auf die Zählrate beobachten
4. Ortsauflösung bestimmen, Lage der quelle bezüglich der Line of Response ändern, dazu Quelle auf wagen legen, wagen mit fester Schrittweite verschieben im vom Detektor abgedeckten Bereich, Anzahl der Koinzidenzen in 60s Messbereich messen, insgesamt 20 Messwerte
5. Messen der Zählraten auf X Achse -> Y Achse und dann diagonal
6. Winkelabhängigkeit: CFD so einstellen das nur die 511 keV Linien betrachtet werden, Winkelbereich  $-5^\circ$  -  $5^\circ$  in  $0.5^\circ$  schritten messen. Danach 511keV auf dem 1ten Detektor messen und 1275 keV linie auf dem 2ten Detektor messen. Aufgrund der mittleren Lebensdauer von  $^{22}\text{Ne}$  von 4ps und der hohen Wahrscheinlichkeit eines angeregten Kerns ist wahrscheinlich keine signifikante Reduktion der Zählrate zu erwarten

### 3 Messwerte

### 4 Auswertung

- Höheres Signal 1275er linie, niedrigeres 511keV
- Signalthöhe -> Signalstärke/Energie, Signalbreite -> TFA bedingt / FWHM
- TFA -> Gausskurve -> CFD Nulldurchgänge -> Coincidence Counter Logic1/0
- 

#### 4.1 Signale Am Oszilloskop

Im ersten Abschnitt der Auswertung befassen wir uns mit der Signalverarbeitung und den verschiedenen Schritten, in dem wir die verschiedenen Ausgangssignale der elektronischen Signalverarbeiter am Oszilloskop betrachten.

##### 4.1.1 Szintillator und Vorverstärker

Folgende Graphik zeigt das Signal direkt nach der Szintillatorschaltung, bestehend aus dem Szintillator selbst, dem Photomultiplier und dem Vorverstärker.

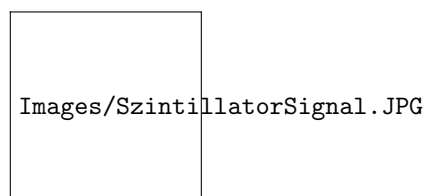


Abbildung 5: Szintillator Signal

Obwohl man nach physikalisch ein Negativen Spannungsimpuls erwarten würde ist dieses Signal jedoch Positiv, dies ist für die Messung jedoch vollkommen unerheblich und ist lediglich durch die Wahl der Vorverstärkers bestimmt. Die Höhe des Peaks (hier ca.  $390\text{mV}$ ) ist dabei direkt proportional zur Energie des gemessenen Ereignisses. Die Breite des Peaks (hier ca.  $200\mu\text{s}$ ) entsteht hierbei hauptsächlich durch das entladen von Kapazitäten welche im Vorverstärker verbaut sind.

#### 4.1.2 Timing Filter Amplifier

Das folgende Signal ist der Ausgang des TFA bei Eingang des obigen Signals der Szintillatorschaltung.

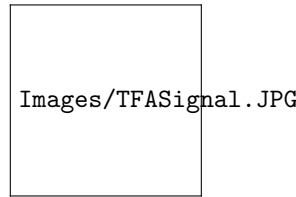


Abbildung 6: TFA Signal

Auch hier fällt direkt auf, dass die Polarität des Spannungsimpulses gewechselt hat, auch dies ist für die Auswertung irrelevant und nur durch die Wahl des TFA bestimmt.

Das Signal wird durch den TFA in seinem Informationsgehalt kaum beeinflusst, er dient lediglich der Aufbereitung für die Verarbeitung durch den CFD. Die Höhe des Peaks (hier ca. 4,85V) und Breite des Signals (hier ca. 1s) tragen dabei die selben Informationen.

#### 4.1.3 Constant Fraction Discriminator

Nun kommen wir zum ersten auswertenden Element, die folgende Signale sind sowohl der Analoge- als auch der Digitale des CFD.

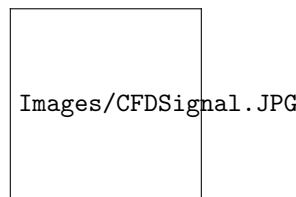


Abbildung 7: CFD Signal, Analog(Gelb) Digital(Blau)

Das analoge Signal trägt nun nicht länger unsere Informationen, es dient an dieser Stelle lediglich der Veranschaulichung des Prinzips des CFD, da man deutlich erkennt, dass dieser bei Nulldurchgang des Verarbeiteten Signals ein Logisches Signal von 0.8V bzw. Logisch 1 emittiert, welches für 1s bestehen bleibt. Die Signalthöhe ist dabei eigentlich egal, da uns hierbei nur dessen Logisches Äquivalent interessiert, die Signalzeit hingegen ist äußerst interessant, da diese unseren Toleranzbereich definiert indem 2 Logische Signale noch als Koinzidenz anzusehen sind. Welche Signale überhaupt einen Logischen Output erzeugen lässt sich über die Obere- und Untere Schwelle einstellen, durch die Signale mit Höhen unter oder über den Grenzwerten verworfen werden. Diese Einstellungen sind notwendig um sowohl schwaches Hintergrundrauschen unterhalb der unteren Schwelle zu verwerfen, als auch die 1275keV Linie zu verwerfen, da für die gewünschten Zählraten nur Teilchen mit Energien um 511keV gemessen werden sollen.

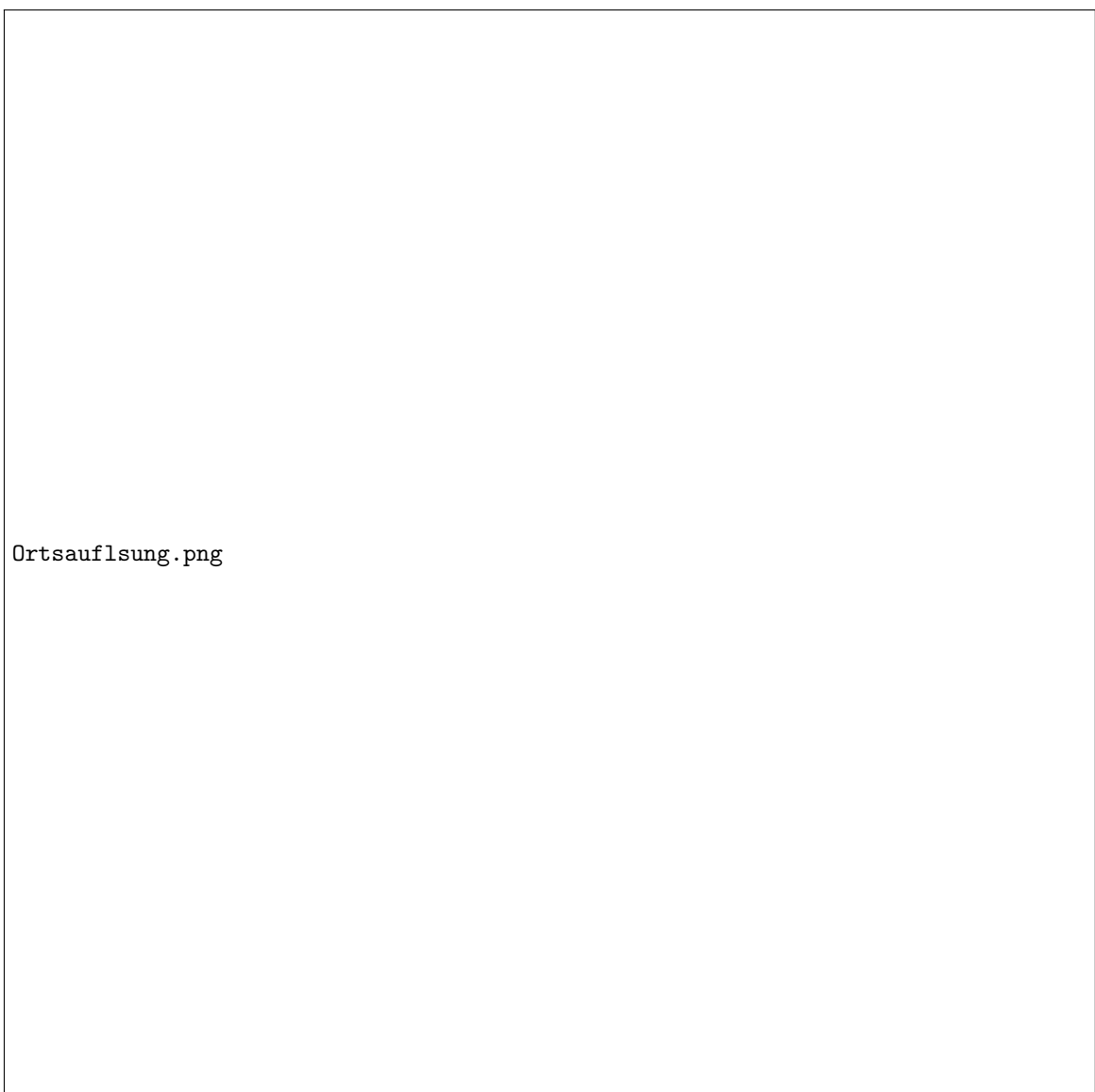
#### 4.1.4 Zusammenfassung

Um den oben Dargestellten Prozess noch einmal kompakt zusammenzufassen:

- Der Szintillator liefert einen Peak proportional zur Teilchenenergie des Detektierten Teilchens
- Im TFA wird das Signal weiter aufbereitet und verstärkt
- Der CFD Bestimmt ob es sich um einen zulässigen Peak handelt und emittiert ein entsprechendes Logisches Signal

### 4.2 Bestimmung der Ortsauflösung

Um nun die Ortsauflösung unseres Aufbaus zu bestimmen wurde die Anzahl der detektierten Ereignisse in 60 Sekunden für verschiedene Verschiebungen der Quelle relativ zum Aufbau aufgetragen. Die daraus resultierende Verteilung wird gut genähert durch eine Gaußkurve wie im folgenden Bild dargestellt wird:



Ortsauflösung.png

Aus dem Fit geht eine Halbwertsbreite von  $FWHM = (2,8 \pm 0,11)mm$  hervor, diese Breite dient uns für die folgende Versuchsteile als Messkopfbreite bzw. als Ortsfehler, da in diesem Bereich kaum Verluste der Messrate festzustellen sind auch wenn die Probe nicht ideal zentriert ist. In diese Messung fließt jedoch zunächst zusätzlich noch die Ungenauigkeit der Positionsbestimmung ein, bei der wir den Wagen mit etwas Schlupf in 1mm Schritten bewegen konnten. Halbmillimetrige Messwerte sind dabei nur schwer einzustellen wodurch wir einen Fehler von etwa 1mm annehmen.

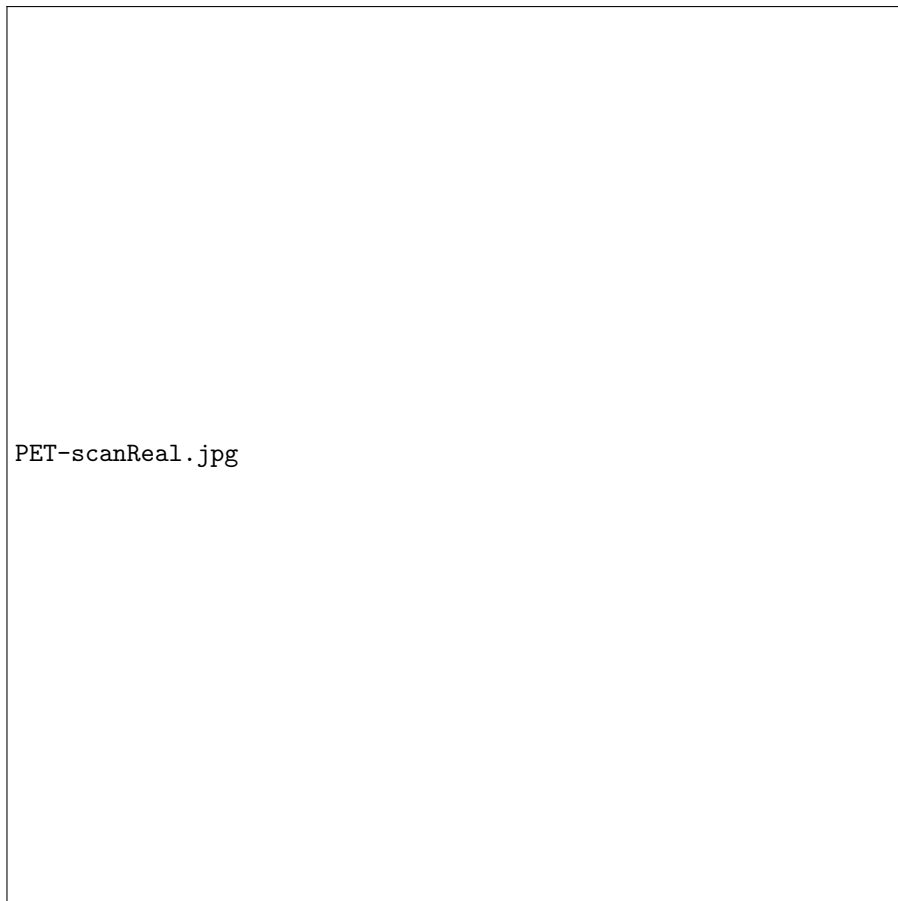
### 4.3 Auswertung des PET-Scans

In diesem Abschnitt des Versuchs wurde ein PET-Scan simuliert über 2 in einer Truhe verschlossenen Quellen deren Positionen ohne diese zu sehen bestimmt werden sollten. Dafür haben wir durch Wiederholung der Ortsauflösungsmessung in X, Y und Diagonalrichtung folgende Tabelle erstellen können:

xy-messung.pdf

diag-messung.pdf

finalverdict.pdf

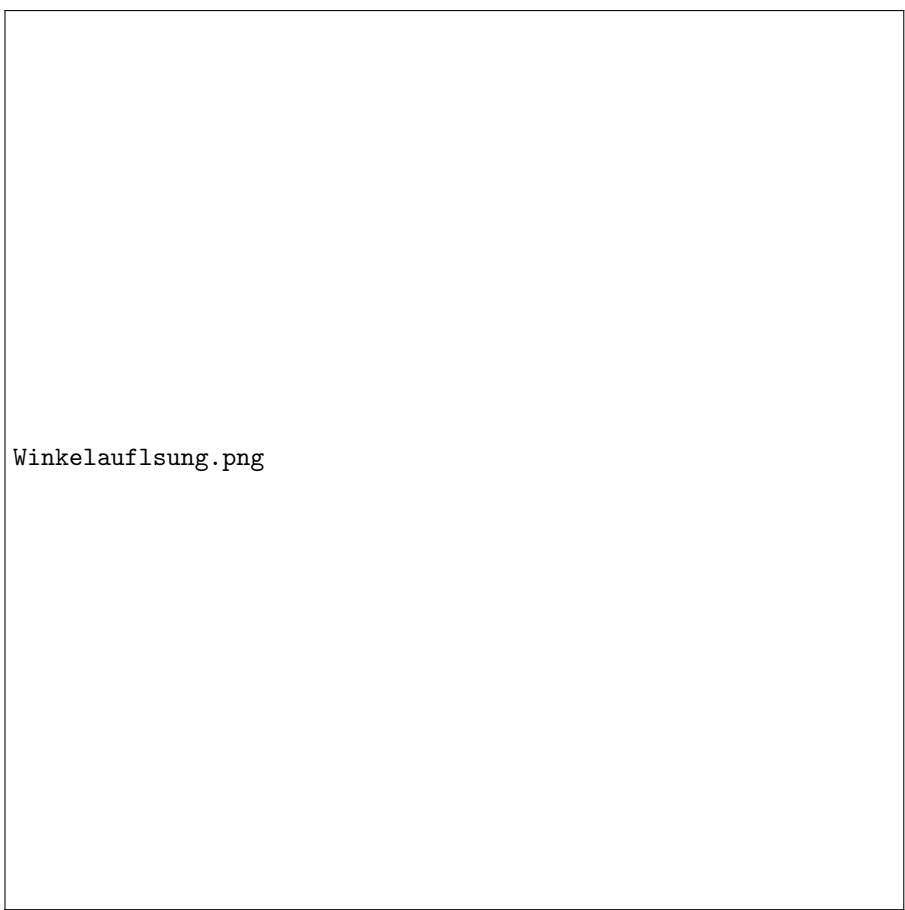


Diese Vorgehensweise gibt uns letztendlich recht präzise Kenntniss über die Position unserer Quellen.

#### **4.4 Analyse der Winkelabhängigkeit**

Im letzten Schritt soll nun noch die Winkelabhängigkeit unseres Scanners bestimmt werden, dazu wurde zunächst die Koinzidenzzählrate der 511/511 Linien unter veränderten Einfallswinkeln gemessen und danach die der 1275/511 Linien und selbigen Winkeln.





Winkelauflösung.png

Dabei sieht man zunächst die wie bei der Ortsauflösung bereits gemessene Gaussähnlichkeit der 511/511 Linie wohingegen die Koinzidenz der 511/1275 keinerlei vorhersagbares Verhalten aufweist. Zudem kann man dem Fit der Gaußkurve auch hier eine Art Messkopf-Winkelauflösung entnehmen, die der Halbwertsbreite des Fits entspricht, diese ist etwa

$$FMWH = (3,38 \pm 0,14)$$

Die starke Winkelabhängigkeit ist ein großer Vorteil bei der PET als bildgebende Methode, da die LoR dadurch mit großer Genauigkeit ermittelt werden kann.

## 5 Diskussion