
POSITRONEN-EMISSIONS-TOMOGRAFIE

Physikalisches Praktikum B
am
Kernphysikalischen Institut

02.11.2015



Studenten

Yushi Nishida
Pavel Ignatiev

Betreuer

Jan Mayer

Abbildungsverzeichnis

1	Paarbildung	4
2	Komptonstreuung	5
3	Compton-Kante	6
4	Linienpektrum einer Quelle mit zwei Übergangsenergien	7
5	Photomultiplier	8
6	Vorverstärkersignal	10
7	TFA-Signal	11
8	Diskriminatorsignal	12
9	Bestimmung der Ortsauflösung	13
10	Scan der Truhe, ohne Diagonalmessung	14
11	Scan der Truhe, mit Diagonalmessung	15
12	Kollinearität der Annihilationsstrahlung	16
13	Koinzidenz der Annihilation und des γ -Zerfalls von ^{22}Na	17

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Positronen-Emissions-Tomographie	3
1.2	PET vs Röntgen in Medizin	3
1.3	Kernzerfall und Strahlungsemission	3
1.3.1	β -Zerfall und Elektroneneinfang (EC)	3
1.3.2	Elektron-Positron-Annihilation	4
1.3.3	Elektron-Positron-Paarbildung	4
1.3.4	Photoeffekt	5
1.3.5	Compton-Effekt	5
1.4	Kennlinien eines Strahlungsspektrums	5
1.4.1	Photopeak	5
1.4.2	Compton-Kontinuum	6
1.4.3	Compton-Kante	6
1.4.4	Single-, Double-Escape-Peak, 511-keV-Linie	6
1.4.5	Rückstreupeak	7
1.5	Szintillatoren	7
1.6	Photomultiplier	7
1.7	Verstärker	8
1.8	Diskriminatoren	8
1.9	Time-to-Amplitude Converter	9
1.10	Delay	9
2	Versuchsdurchführung und Auswertung	10
2.1	Vorverstärkersignal	10
2.2	Hauptverstärkersignal	11
2.3	Diskriminatorsignal	12
2.4	Ortsauflösung der Koinzidenzmessung	13
2.5	PET-Scan der Truhe	14
2.6	Winkelabhängigkeit	16
3	Fazit	18
4	Literatur	19

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Positronen-Emissions-Tomographie

PET ist ein bildgebendes Verfahren, das die Eigenschaft der Positron-Elektron-Annihilation ausnutzt, dass genau zwei Gammastrahlen in entgegengesetzte Richtungen ausgestrahlt werden. Dafür dient ein Ringdetektor um das zu messende Körper, der die zeitliche Differenz für die Ankunft von gleichzeitig ausgesendeten Strahlen misst, um die Senderposition zu rekonstruieren.

1.2 PET vs Röntgen in Medizin

Beides sind bildgebende Verfahren um die Struktur/Vorgänge im Körper sichtbar zu machen, dennoch unterscheiden sie sich sehr stark. Das PET ermöglicht es, Stoffwechselvorgänge im Körper sichtbar zu machen, indem stoffwechselrelevante Stoffe als β^+ -Strahler markiert in den Körper injiziert werden, die im Körper eine Positron-Elektron-Annihilation verursachen. So werden Organe/Bereiche im Körper sichtbar, die zu schnell verstoffwechseln, die wahrscheinlich Tumore sind. Bei dem Röntgen-Verfahren wird die Struktur der Körper durch die Unterschiede in der Dichte für verschiedene Organe/Skelettbereiche sichtbar gemacht. Hiermit können auch Tumore sichtbar gemacht werden, aber erst wenn sie eine Mindestgröße/-dichte erreichen.

1.3 Kernzerfall und Strahlungsemission

1.3.1 β -Zerfall und Elektroneneinfang (EC)

Beim *Beta-Zerfall* erfolgt eine Verwandlung eines Neutrons in einen Proton unter Emission eines Elektrons im Falle des β^- -Zerfalls

$$A(Z, N) \longrightarrow A(Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

bzw. eine Verwandlung eines Protons in einen Neutron unter Emission eines Positrons im Falle eines β^+ -Zerfalls

$$A(Z, N) \longrightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^+ + \nu_e \quad (2)$$

Elektroneneinfang erfolgt durch Absorption eines Elektrons der inneren Atomschale (z. B. K-Schale) durch den Kern, wobei sich eines der Kernprotonen in ein Neutron umwandelt und der Kern zum gleichen Tochterkern zerfällt, wie es bei β^+ -Zerfall der Fall wäre:

$$A(Z, N) + e^- \longrightarrow A(Z - 1, N + 1) + \nu_e \quad (3)$$

Allerdings werden dabei nur Neutrinos und keine Elektronen emittiert, somit kann keine Positron-Elektron Annihilation stattfinden, was EC für unseren Versuch unbrauchbar macht.

1.3.2 Elektron-Positron-Annihilation

Photonen mit Energien größer als die Summe der Ruheenergien eines Elektrons und eines Positrons ($2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$) können ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Das erzeugte Positron annihiliert sehr wahrscheinlich sofort mit diesem oder einem anderem Elektron in der Nähe, dabei werden antiparallel zwei γ -Quanten gleicher Energien 511 keV emittiert. In unserem Versuch sollen die Detektoren solche Quanten empfangen, daher ist es wichtig, solche Quanten von der γ -Strahlung des Kerns zu unterscheiden.

1.3.3 Elektron-Positron-Paarbildung

E/M-Wellen mit Energien über $2 \cdot 511 \text{ keV}$ (zusammen 1022 keV) können einen Elektron-Positron-Paar erzeugen. Energie der Wellen entspricht dabei mindestens der Summe der Ruheenergien eines Elektrons und eines Positrons. Das erzeugte Positron bindet sich sofort mit einem Elektron und zerfällt dann wieder meistens in 2 γ -Quanten. Die überschüssige Energie $T = E - 2 \cdot m_e c^2$ wird als kinetische Energie auf die erzeugten Teilchen verteilt. Bei der Paarbildung müssen Energie und Impuls erhalten bleiben, was bei einem freien γ -Quanten nicht möglich ist. Deshalb hängt die Betrachtung der Paarbildung immer mit einer Wechselwirkung des γ -Quanten mit Materie zusammen. Diskussion der Wirkungsquerschnitte ist hierbei sinnvoll, wir betrachten hier eine Paarbildung in der Nähe eines Atoms mit Kernladungszahl Z und Massenzahl A .

Bei niedrigen Energien gilt folgende Formel, welche im Rahmen der QED mit Hilfe von Feynman-Diagrammen hergeleitet worden ist:

$$\sigma_{photo} \propto Z^2 \cdot \ln\left(\frac{E_\gamma}{E_{0, Elektron}}\right) \quad (4)$$

Bei hohen Energien artet diese Formel aus zu einer A -Proportionalität:

$$\sigma_{photo} \propto \frac{A}{N_A} \quad (5)$$

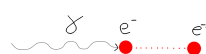


Abb. 1: Paarbildung

1.3.4 Photoeffekt

Der Photoeffekt charakterisiert sich durch das Herausschlagen von Elektronen aus der Atomhülle durch γ -Quanten. Photonen mit ausreichender Energie, wie z. B. ein niedrig energetischer Gammastrahl, eignen sich gut dafür. Dabei gibt der Photon/Gammastrahl seine gesamte Energie an das Elektron als kinetische Energie ab.

Der Wirkungsquerschnitt von Photoeffekt beträgt: $\sigma_{photo} \propto Z^5 / (\frac{E_{0,Elektron}}{E_\gamma})^{7/2}$

1.3.5 Compton-Effekt

Einen inelastischen Stoß zwischen einem Gammaquant und einem Elektron nennt man Compton-Streuung. Der Gammaquant verliert einen Teil der Energie und gibt es an Elektron ab.

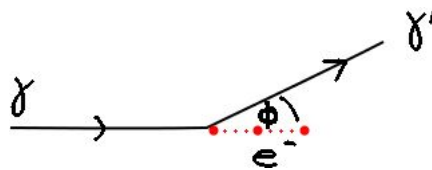


Abb. 2: Komptonstreuung

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu der Kernladungszahl des Objektes:

$$\sigma_{photo} \propto Z \cdot \ln\left(\frac{E_{0,Elektron}}{E_\gamma}\right) \cdot \left(\frac{E_\gamma}{E_{0,Elektron}}\right) \quad (6)$$

Energieübertrag bzw. Änderung der Wellenlänge bei der Streuung sind vom Streuwinkel abhängig:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos(\phi)) \quad (7)$$

1.4 Kennlinien eines Strahlungsspektrums

Ein Spektrum wird sichtbar beispielsweise wenn die absorbierte Intensität gegen die Kanalnummer (bzw. zugehörige Energie des Quanten) aufgetragen wird. Nur bestimmte Peaks des Spektrums entsprechen den γ -Quanten, welche bei atomaren Zustandsübergängen emittiert werden. Daher ist es wichtig, solche Quanten von allen anderen, denen andere Erscheinungen wie Paarerzeugung bzw. Compton-Effekt zugrunde liegen, zu unterscheiden.

1.4.1 Photopeak

Der Photopeak bzw. Full-Energy-Peak entspricht der maximalen Energieabgabe durch das Photon an den Detektor, so dass die gesamte Übergangsenergie des Atoms detektiert wird. Dies kann der Fall sein, wenn der γ -Quant sofort vollständig beim Photoeffekt absorbiert wird, aber auch durch mehrere hintereinander folgende Wechselwirkungen (Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt), falls diese koinzident im Detektor stattfinden.

1.4.2 Compton-Kontinuum

Je nach dem Streuwinkel gibt das γ -Quant unterschiedliche Energien an den Elektron ab. Der Streuwinkel variiert zwischen 0 und π und ist statistisch verteilt, daher ergibt sich eine leicht konkave Spektrumlinie im Bereich $E_\gamma(FEP) - E_{Compton}(\pi)$ bis $E_\gamma(FEP) - E_{Compton}(0)$, deren Energiewerte durch folgende Beziehung gegeben sind:

$$E_{Compton}(\phi) = \frac{E_\gamma(FEP)}{1 + \frac{E_\gamma(FEP)}{m_e c^2} (1 - \cos(\phi))} \quad (8)$$

1.4.3 Compton-Kante

Die abrupte Kante am Ende des Compton-Kontinuums nennt man Compton-Kante. Bei dieser Kante wird Compton-Streuung maximal, was einem Streuwinkel π entspricht. [Gleichung 8](#) nimmt dann folgende Gestalt an und erlaubt uns, die Lage der Compton-Kante vorherzusagen:

$$E_{Compton}(\pi) = \frac{E_\gamma(FEP)}{1 + \frac{E_\gamma(FEP)}{m_e c^2} (1 - \cos(\pi))} = \frac{E_\gamma(FEP)}{1 + 2 \cdot \frac{E_\gamma(FEP)}{m_e c^2}} \quad (9)$$

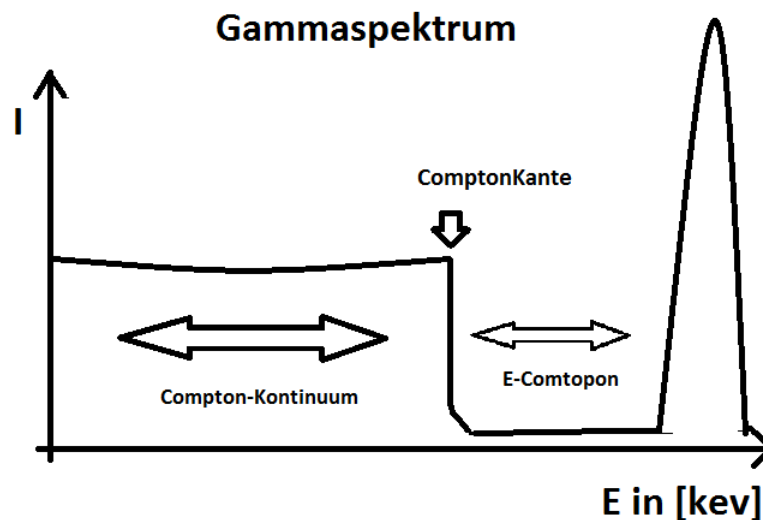


Abb. 3: Compton-Kante

1.4.4 Single-, Double-Escape-Peak, 511-keV-Linie

Gammaquanten hoher Energien können eine Paarbildung im Detektor verursachen, sodass ein Positron und ein Elektron entstehen. Der Positron kann schnell wieder mit einem Elektron in der Nähe wechselwirken. Dabei zerfällt es meistens in 2 Gammaquanten. Verlässt ein Gammaquant nun den Detektor, so entsteht ein Single-Escape-Peak; ein Double-Escape-Peak entsteht, falls beide Quanten den Detektor verlassen. Die 511-keV Linie wird durch eine Paarbildung außer-

halb des Detektors verursacht. Dabei fliegt ein Gammaquant aus der Paarerzeugung in den Detektor und wird detektiert.

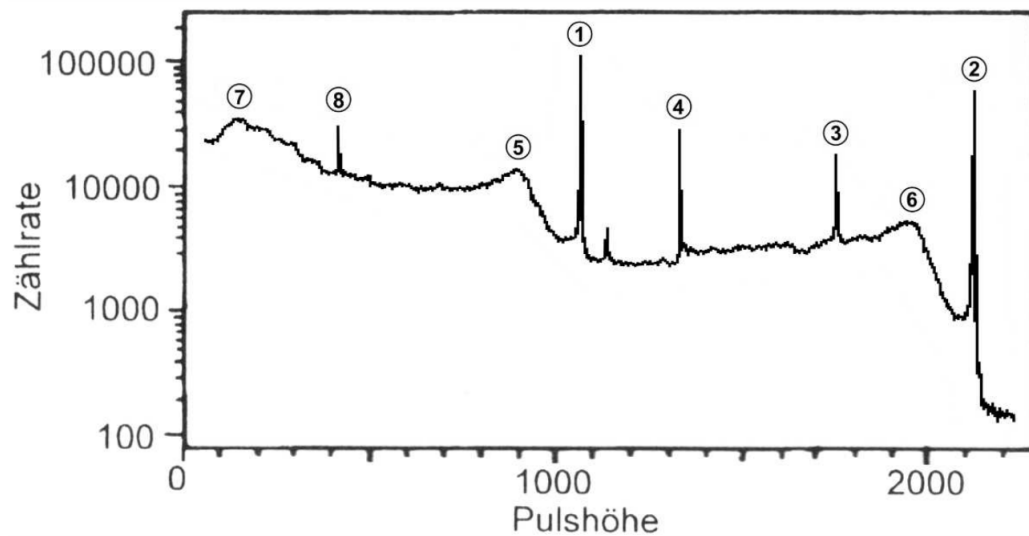


Abb. 4: Linienpektrum einer Quelle mit zwei Übergangsenergien. Es sind zu beobachten ① und ② Photopeak; ③ Single escape Peak; ④ Double escape Peak; ⑤ und ⑥ Comptonkante; ⑦ Rückstreupeak; ⑧ 511 keV-Linie. (aus der Anleitung Gammaspektroskopie Praktikum B)

1.4.5 Rückstreupeak

Rückstreupeaks entstehen schließlich, wenn Gammaquanten vor dem Eintreffen auf den Detektor bereits gestreut werden.

1.5 Szintillatoren

Ein Szintillator besteht aus einem Material, dass nach einer Anregung durch Stöße mit Photonen (Photoeffekt), Comptonstreuung oder ionisierten Teilchen, Licht aussendet. Dies geschieht bei organischen Szintillatoren durch einen extra Band zwischen dem Valenz- und Leitungsband, dessen Energiedifferenz dem sichtbaren Spektrum entspricht. Das emittierte Licht wird von einem Photomultiplier oder einer Leuchtdiode erfasst, so wird die Intensität des Photons oder des ionisierten Teilchens bestimmt.

Vorteile der Szintillatoren gegenüber einem Halbleiterdetektor liegen an der besseren Ansprechzeit und Effizienz. Dafür leidet jedoch die Energieauflösung.

1.6 Photomultiplier

Photonen lösen aus der Photokathode Elektronen aus. Diese ausgelösten Elektronen fliegen jetzt auf eine in Serie geschaltete Dynoden-Anordnung. Jede Dynode hat nach der Reihe eine höhere

Spannung. So lösen auf dem Dynoden auftreffende Elektronen aus der Dynode zusätzliche Elektronen heraus, die von der nächsten Dynode zur ihr beschleunigt werden.

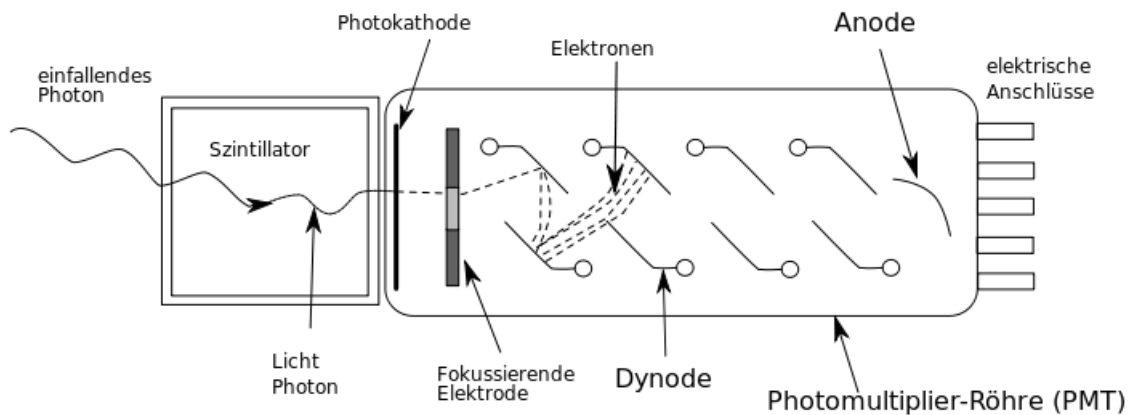


Abb. 5: Photomultiplier mit Dynoden-Anordnung¹

1.7 Verstärker

Ein Verstärker erhöht die Amplitude des Eingangssignals. Ein *Vorverstärker* wird verwendet, um schwache Signale des Detektors zu verstärken, so dass die Signale weniger durch Rauschen und andere Störungen beeinflusst werden. Der *Hauptverstärker* soll ein Signal möglichst sauber oder steil verstärken. Zwei verschiedene Varianten der Hauptverstärker existieren, einmal das TFA und das SA.

1.8 Diskriminatoren

Der Diskriminator verarbeitet das Eingangssignal und gibt diskrete Pulse für ein definiertes Ereignis heraus, wobei die Amplitude des Eingangssignals eine bestimmte Schwelle erreichen bzw. nicht überschreiten muss. Will man ein Koinzidenzereignis alleine durch das Setzen einer festen Schwelle registrieren, so treten Probleme auf, da die Amplituden unterschiedlich hoch sein könnten und somit werden die Zeitpunkte der Ereignisauslösung unterschiedlich sein, wenn die gleiche Schwelle eingestellt ist. Bei unterschiedlich eingestellten Schwellen ist es noch gravierender.

Aus diesem Grund wählt man ein Eingangssignal und invertiert dieses. Der zweite unbearbeitete Signal wird dann nach hinten verschoben. Nun wird das erste Signal gestaucht und mit dem ersten Signal addiert. Es entsteht nun eine Amplitude im negativen und eine im positiven

¹https://de.wikibooks.org/wiki/Physikalische_Grundlagen_der_Nuklearmedizin/_Szintillationsz%C3%A4hler

Bereich. Jetzt wird genau der Nulldurchgang zwischen der ersten Amplitude zur zweiten als der Zeitpunkt des Ereignisses festgelegt. Diese Art von Diskriminatoren werden *Constant Fraction Discriminator* genannt.

1.9 Time-to-Amplitude Converter

Der TAC Konverter besitzt zwei Eingänge, ein für den Start- und ein für den Stoppsignal. Er wandelt die Zeit zwischen den Eingängen des Startsignals und des Stoppsignals in elektrische Ladung um. Dafür wird nach dem Eingang des Startsignals ein Kondensator bei einem konstantem Strom aufgeladen, bis der Stoppsignal eintrifft.

1.10 Delay

Da im Idealfall bei einer Koinzidenzmessung die Strahlen an beiden Detektoren gleichzeitig ankommen können und somit auch der Start- und Stoppsignal gleichzeitig ausgesendet werden, nimmt man für den Stoppsignal einen willkürlichen Delay an. Bis 100 ns kann man dies mit einem Koaxialkabel schaffen. Für längere Delays werden elektrische Schaltkreise benötigt, damit die Störungen nicht beliebig groß werden.

2 Versuchsdurchführung und Auswertung

Eine quadratische drehbare Platte mit einer Drehachse im Zentrum und schachbrettweise verteilten Befestigungslöchern für die radioaktiven Quellen befindet sich zwischen zwei gegenüberliegenden unbeweglichen Szintillatordetektoren. Als Quelle verwenden wir das ^{22}Na . Wir untersuchen zunächst die charakteristischen Signale der elektronischen Bestandteile des Aufbaus. Als nächstes bestimmen wir die Ortsauflösung der Koinzidenzmessung, d.h. die Empfindlichkeit des Aufbaus gegenüber der Verschiebung bzgl. der line of response. Dann können wir die gemessene Ortsauflösung bei der Suche nach radioaktiven Quellen in einer verschlossenen Truhe mittels PET verwenden. Schließlich möchten wir die Kollinearität der Annihilationsstrahlung nachweisen, und untersuchen daher die Intensitätsabhängigkeit von der Drehung eines Detektors bzgl. der line of response.

2.1 Vorverstärkersignal

Die Quelle wird in die Mitte der Platte platziert. Das Signal vom Detektor wird zunächst mit Hilfe eines Vorverstärkers verstärkt, sodass Verluste im Kabel auf dem weiteren Weg des Signals möglichst klein relativ zu der Amplitude sind. Ausgabe des Vorverstärkers besitzt eine Amplitude von 2,4 V und fällt innerhalb von ca. 200 μs exponentiell ab.

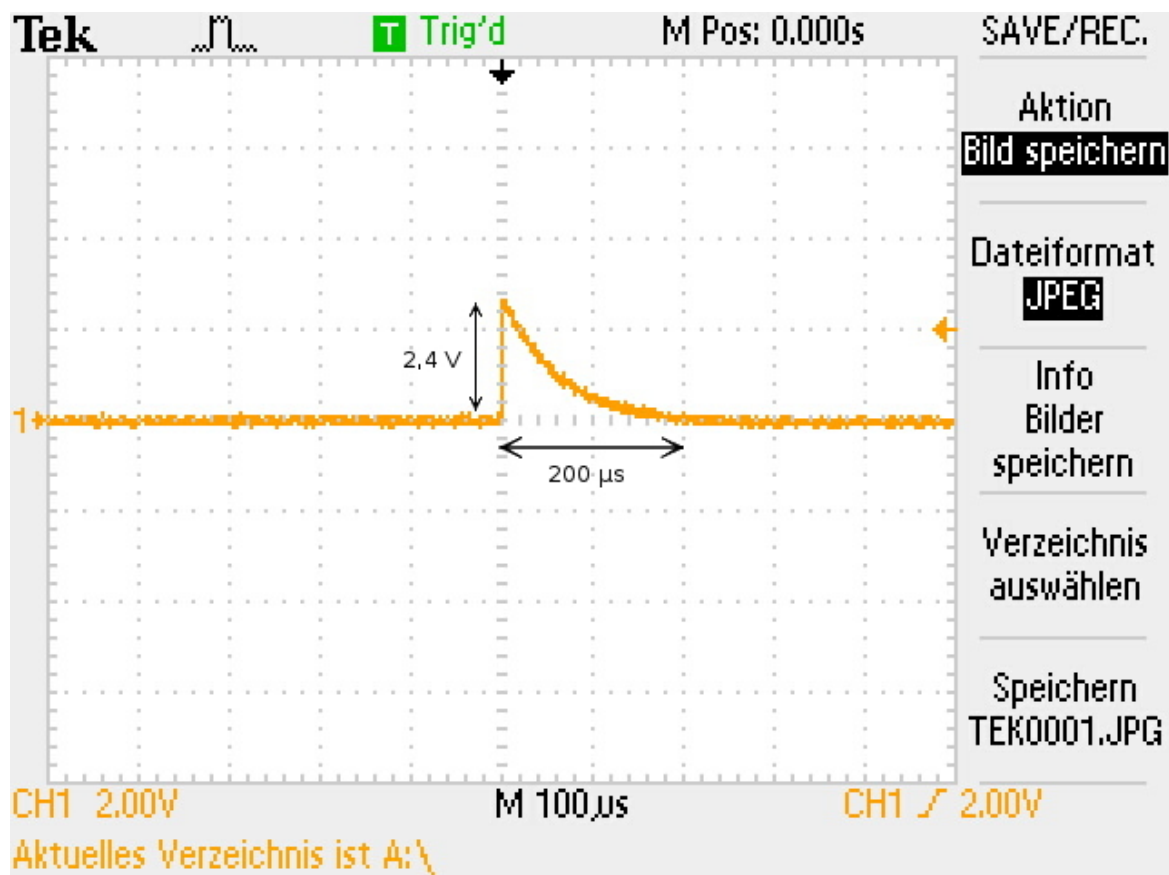


Abb. 6: Vorverstärkersignal

2.2 Hauptverstärkersignal

Die Quelle bleibt an der selben Position aber nun schließen wir das Oszilloskop an den Hauptverstärker, welcher aus zwei Komponenten besteht. Die erste Komponente heißt Timing Filter Amplifier (TFA) und dient dazu, das Signal mit möglichst kurzer Anstiegsflanke zu produzieren. Genau das können wir am Bild sehen: Im Vergleich zum Vorverstärkersignal dauert das Signal von TFA nur rund $1\ \mu\text{s}$, klingt also 200-mal schneller ab. Die zweite Komponente des Hauptverstärkers heißt Spectroscopy Amplifier (SA) - dieser sorgt für die weitere Vergrößerung der Amplitude, und zwar möglichst proportional zum Eingangssignal. Am Oszillogramm lesen wir ab, dass der SA die Amplitude um das 6,25-fache vergrößert hat.

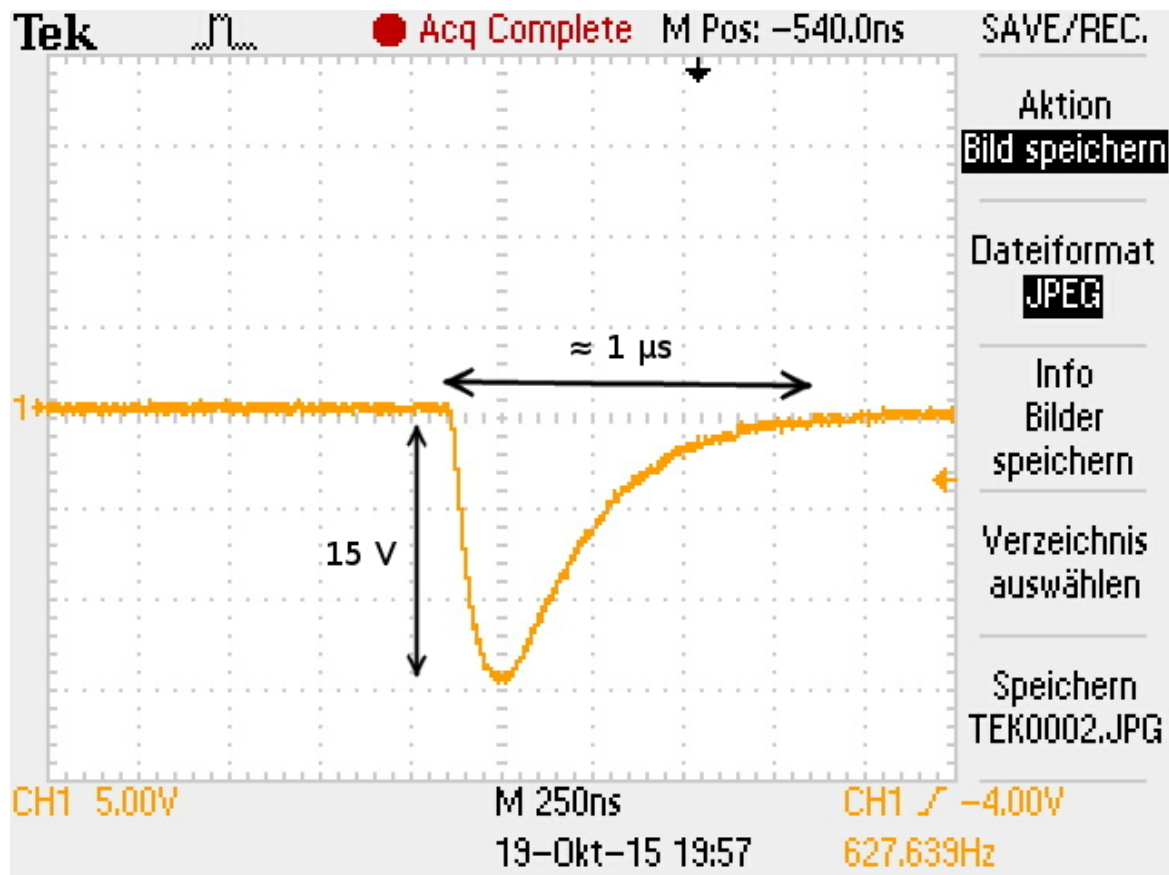


Abb. 7: TFA-Signal

2.3 Diskriminatorsignal

Das Signal vom Hauptverstärker wird nun an einen Diskriminator weitergeleitet. Diskriminator soll im Allgemeinen ein logisches Signal ausgeben, wenn die Amplitude des Eingangssignals eine vorgegebene Schwelle überschreitet. Auf diesem Weg gibt es zwei Probleme, die behandelt werden müssen:

- Zwei koinzidente Signale verschiedener Amplitude erreichen die Schwelle zu verschiedenen Zeiten, sodass die logischen Ausgangssignale zeitlich verschoben sind und einen Anschein von zwei nicht-koinzidenten Detektorsignalen erwecken ("walk").
- Statistische Schwankungen des Signals bzw. das Untergrundrauschen führen zur Ausgabe zweier zeitlich verschobener logischer Signale, welche in der Tat zu einem Eingangssignal angehören ("jitter").

Constant Fraction Discriminator (CFD) eliminiert diese Probleme folgendermaßen. Das Signal wird in zwei Zweige aufgespalten. Beim ersten Zweig wird das Signal um die Zeit T verzögert, beim zweiten wird es invertiert und um einen Faktor kleiner 1 gestaucht. Anschließend werden beide Zweige addiert und das logische Signal wird dann ausgegeben, wenn der Nulldurchgang erreicht wird. Das Oszillogramm zeigt nun zwei Signale: Oben (orange) wurde das Eingangssignal auf die beschriebene Weise transformiert, rot ist der Nulldurchgang des Signals gekennzeichnet; unten (türkis) ist das logische Signal sichtbar, dessen linke Kante (Anfang) mit dem Nulldurchgang des transformierten Eingangssignals zusammenfällt.

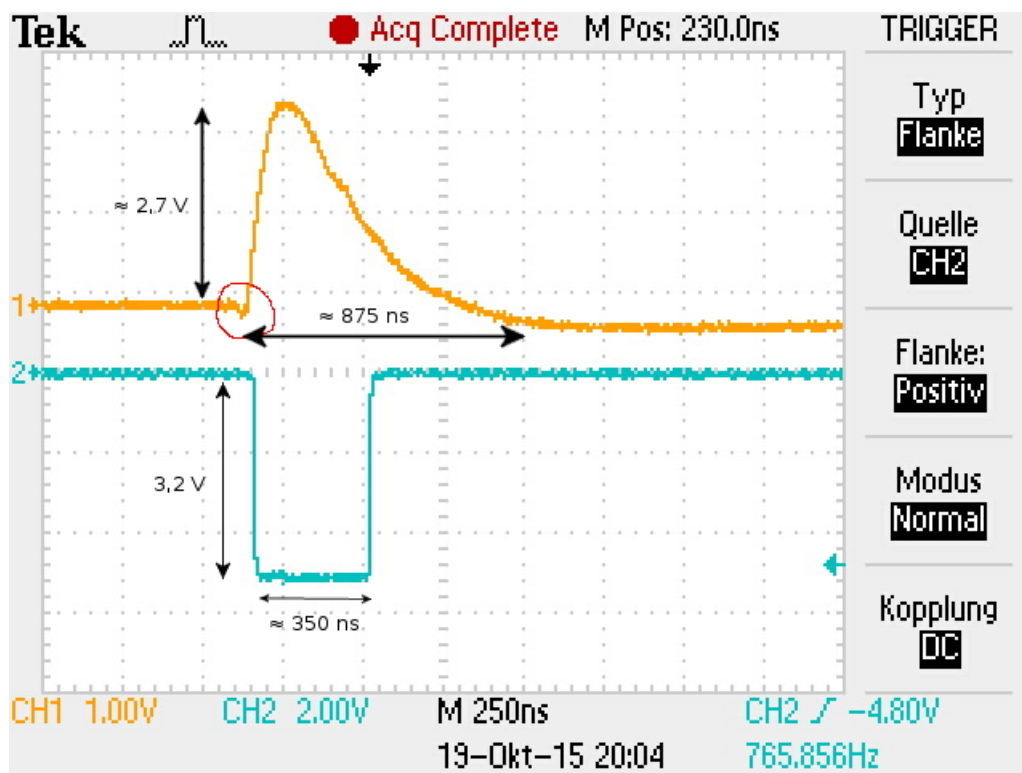


Abb. 8: Diskriminatorsignal

2.4 Ortsauflösung der Koinzidenzmessung

Für unsere weiteren Messungen möchten wir herausfinden, wie die Lage der Quelle bzgl. der Line of Response die Koinzidenzzählrate beeinflusst. Wir positionieren die Quelle zuerst mittig auf dem Wagen, verschieben diesen dann mit einer Schrittweite von 1 ± 0.5 mm und zählen in jedem Schritt die Koinzidenzen für 60 s. Wir schätzen den Fehler für N Koinzidenzen durch \sqrt{N} ab. Es ergeben sich folgende Messwerte:

Tabelle 1: Ortsauflösung

Position [mm]	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7
Ereigniszahl	29	54	42	52	64	67	87	96	103	181
Position [mm]	6	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3
Ereigniszahl	424	900	676	298	109	94	91	78	84	59

Wir tragen diese Werte graphisch auf und fitten sie mit einer Gaußkurve

$$f(x) = y_0 + A \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \sigma^2}} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{x-x_c}{\sigma}\right)^2} \quad (10)$$

$$y_0 = 82 \pm 7, \quad A = (2070 \pm 68) \text{ mm}, \quad x_c = (4.74 \pm 0.03) \text{ mm}, \quad \sigma = (2.03 \pm 0.07) \text{ mm} \quad (11)$$

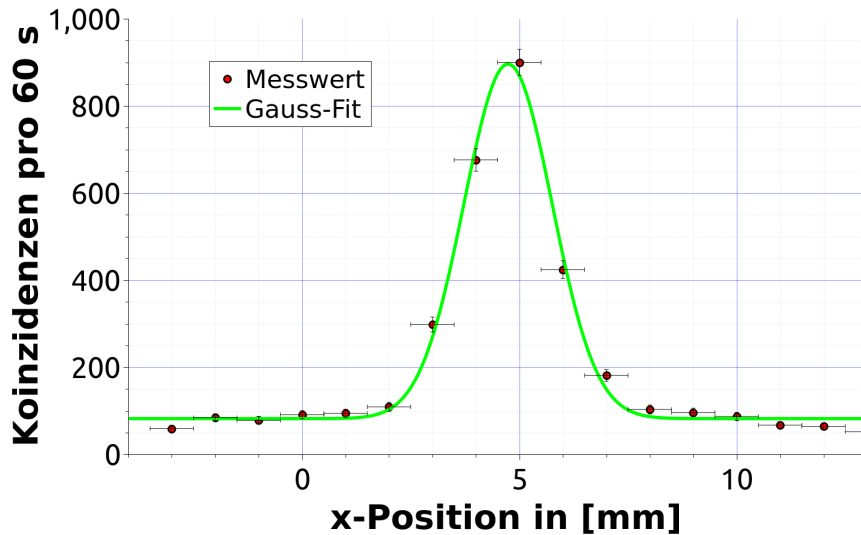


Abb. 9: Bestimmung der Ortsauflösung

Für die Halbwertsbreite ergibt sich dann

$$\sigma_{FWHM} = \sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} = (2.39 \pm 0.08) \text{ mm} \quad (12)$$

2.5 PET-Scan der Truhe

In diesem Abschnitt bestimmen wir mittels PET die Position von einer (oder mehreren) ^{22}Na -Quellen in einer verschlossenen Truhe. Hierfür scannen wir die Truhe längs einer wohldefinierten Richtung (x-Richtung), dann senkrecht dazu (y-Richtung) und dann um 45° gedreht, um die Position der Quellen auf dem Gitter zu ermitteln. An jeder Stelle messen wir die Zahl der Koinzidenzen für 60 s. Längs der x- bzw. der y-Achse gehen wir mit dem Schritt von $d_1 = 10 \pm 0.5 \text{ mm}$, längs der z-Achse mit dem Schritt $d_2 = 7.1 \pm 0.5 \text{ mm}$.

Tabelle 2: PET-Scan

Position	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7	x_8	x_9	x_{10}
Messwert	8	6	15	13	31	758	29	15	9	2
Position	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6	y_7	y_8	y_9	y_{10}
Messwert	10	58	848	38	9	9	8	7	5	3
Position	z_1	z_2	z_3	z_4	z_5	z_6	z_7	z_8	z_9	z_{10}
Messwert	3	4	7	14	20	83	509	69	20	7
Position	z_{11}	z_{12}	z_{13}	z_{14}	z_{15}	z_{16}	z_{17}	z_{18}	z_{19}	-
Messwert	7	9	8	10	6	5	2	4	1	-

Nun multiplizieren wir die Zählraten für x- und y-Richtung und stellen dieses Zwischenergebnis graphisch dar.

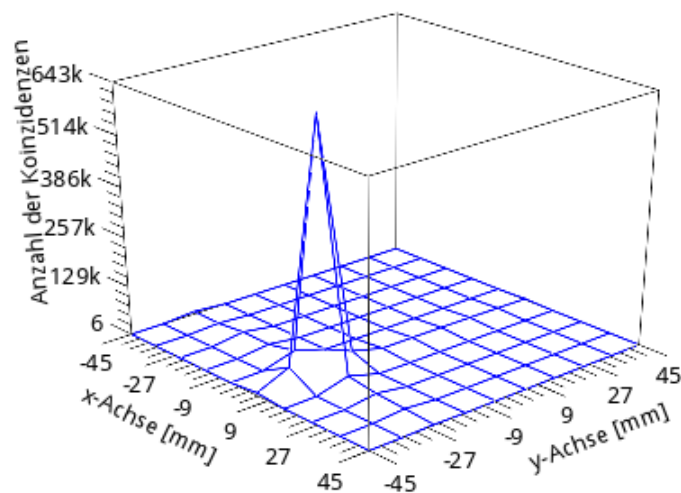


Abb. 10: Scan der Truhe, ohne Diagonalmessung

Wir vermuten, dass an der Stelle $(x_3 - y_3)$ eine Quelle vorliegt, weil die Intensität dieser Stelle sich sehr stark (um $\approx 643 \cdot 10^3$) von der Intensität der Umgebung unterscheidet. Überlagerung mit der Diagonalmessung soll Aufschluss darüber geben, ob dies in der Tat die einzige Strahlungsquelle ist.

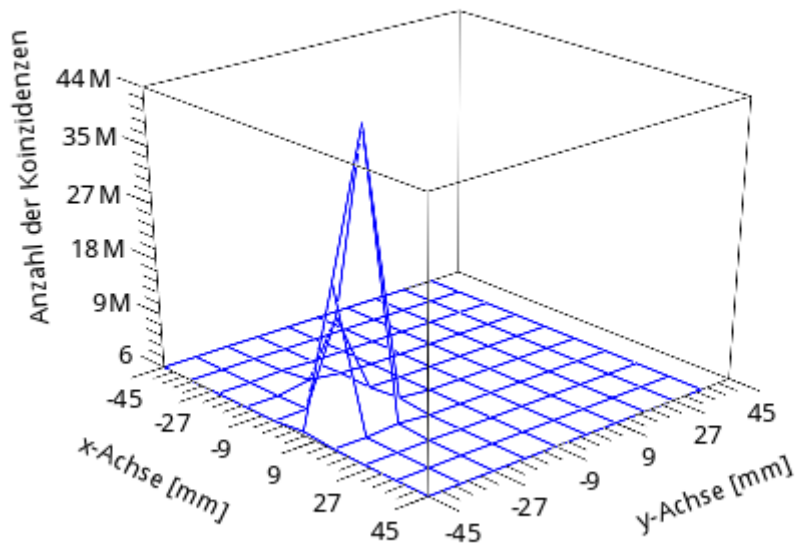


Abb. 11: Scan der Truhe, mit Diagonalmessung

Anhand des zweiten Graphen können wir mit Sicherheit sagen, dass sich die einzige radioaktive Quelle in der Truhe an der Stelle $(x_3 - y_3)$ bzw. (5 mm, -25 mm) bzgl. des Truhenzentrums befindet.

2.6 Winkelabhängigkeit

In diesem letzten Versuchsteil sollen wir überprüfen bzw. nachweisen, dass die Koinzidenten γ -Quanten aus der $e^+ - e^-$ - Annihilation kollinear sind. Hierfür stellen wir die CFDs zuerst so ein, dass die 511-keV-Quanten zwischen der unteren und der oberen Energieschwelle der beiden Detektoren liegen. Im zweiten Fall wird ein CFD auf 511 keV eingestellt, der andere auf 1275 keV (dafür müssen wir die jeweilige Schwelle des zweiten CFD nach oben verschieben). Daraufhin positionieren wir die Quelle auf der line of response möglichst genau und sollten darauf achten, dass diese dann nicht versetzt wird. Nun lassen wir einen der Detektoren fest stehen, verdrehen jedoch den anderen Detektor mit einer Schrittweite von 0.5° bzgl. der line of response. Bei jedem Schritt messen wir die Anzahl der Koinzidenzen innerhalb von 30 s. Den Fehler für die Winkelmessung schätzen wir mit 0.3° , für die Ereigniszahl N mit \sqrt{N} ab. Wir fassen die gemessenen Werte tabellarisch sowie graphisch zusammen:

Tabelle 3: Beide Detektoren auf 511 keV eingestellt

Winkel $[\circ]$	-5	-4.5	-4	-3.5	-3	-2.5	-2	-1.5	-1	-0.5	0
Ereigniszahl	96	148	262	327	458	476	383	296	201	128	129
Winkel $[\circ]$	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	-
Ereigniszahl	67	53	50	40	45	43	48	43	30	39	-

In diesem Fall werden nur γ -Quanten aus der Annihilation detektiert, welche im Idealfall kollinear ausgestrahlt werden. Wir erwarten hier deshalb eine Gauß-Verteilung der Intensitäten um 0° , falls die Quelle richtig positioniert wurde.

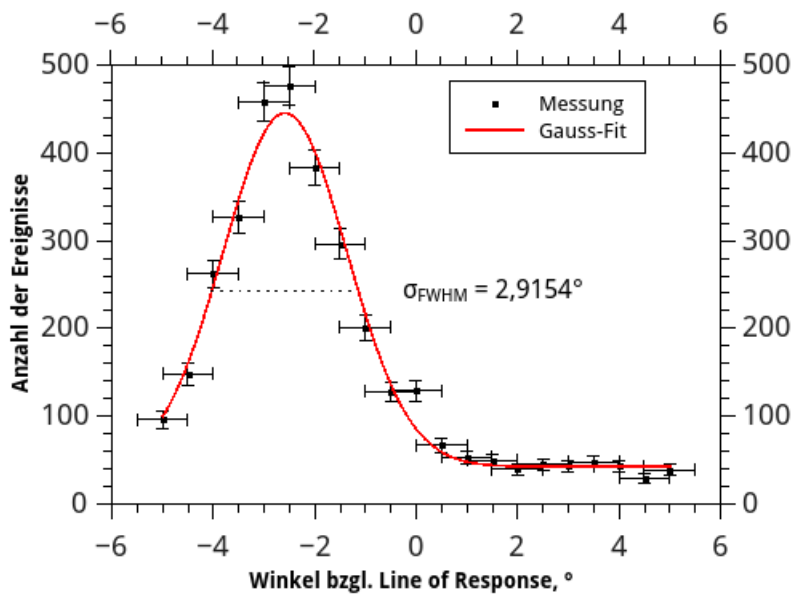


Abb. 12: Kollinearität der Annihilationsstrahlung

Wir entnehmen dem Graph, dass die Ereigniszahlen gemäß unserer Erwartung in der Tat um einen Maximum bei $(-2.59 \pm 0.04)^\circ$ gaußverteilt sind; dieser Maximum liegt nicht bei 0° , weil wir während der Messung den Wagen versetzt haben.

Nun betrachten wir den zweiten Fall, wo der zweite Detektor γ -Quanten aus dem Zerfall von ^{22}Ne in den Grundzustand detektiert. Wir erwarten hierbei keine Winkelabhängigkeit, weil der Zerfall eines angeregten Zustandes in erster Näherung isotrop erfolgt. Alle möglichen Richtungen sollen hier also gleich verteilt sein.

Tabelle 4: Detektoren auf 511 keV bzw. 1275 keV eingestellt

Winkel $[\circ]$	-5	-4.5	-4	-3.5	-3	-2.5	-2	-1.5	-1	-0.5	0
Ereigniszahl	0	0	2	2	2	0	4	2	4	0	3
Winkel $[\circ]$	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	-
Ereigniszahl	0	0	0	0	2	2	2	3	2	1	-

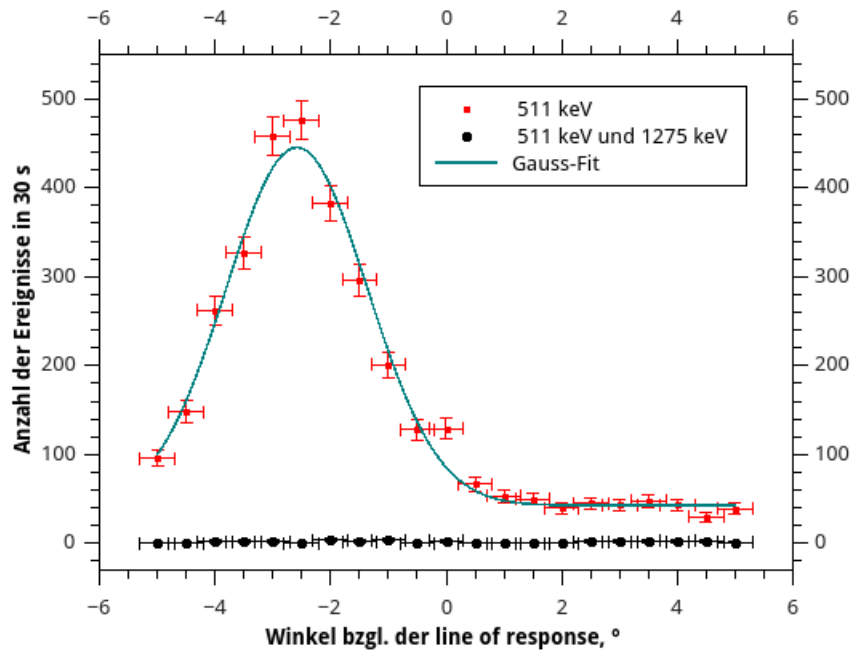


Abb. 13: Koinzidenz der Annihilation und des γ -Zerfalls von ^{22}Na

Anhand des zweiten Diagramms vermuten wir, dass im Falle von Strahlen verschiedener Energie keine ausgeprägte Winkelabhängigkeit vorliegt. Da uns nur wenige Messwerte vorliegen, lässt sich die Vermutung erst durch eine längere Messung widerlegen bzw. bestätigen.

3 Fazit

Die Ergebnisse des durchgeführten Versuchs sind teilweise zufriedenstellend. Einerseits stellten wir anhand von charakteristischen Kurven fest, dass die elektronischen Bestandteile des Aufbaus (Verstärker, TAC, Diskriminator) wie erwartet funktionieren. Weiterhin konnten wir erfolgreich die im weiteren Verlauf benötigte Ortsauflösung unserer Messanordnung in Höhe von $\sigma_{FWHM} = (2.39 \pm 0.08)$ mm bestimmen.

Im nächsten Teil sollten wir herausfinden, an welcher Stelle sich eine radioaktive Quelle in einer verschlossenen Truhe befand. Leider gab es zu der Zeit keine übliche Halterung für die Quelle, daher wurde die Quelle durch den Betreuer in Verpackungsmaterial eingewickelt und in der Truhe befestigt. Beim Versetzen der Truhe konnte sich die Quelle möglicherweise ebenfalls von der ursprünglichen Stelle versetzen, was unseren Scan erschweren würde. Graphische Auftragung der möglichen Quellenpositionen lieferte jedoch ein ganz eindeutiges Ergebnis, woraus wir auf dennoch gute Befestigung der Quelle schließen möchten. Da die Ortsauflösung nur einen Viertel der minimalen Schrittweite bei der Befestigung der Quelle betrug, soll dieses Ergebnis auch gute Genauigkeit besitzen.

Die Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Annihilationsstrahlung lieferte die erwarteten Ergebnisse: Mit einem Maximum der Intensität bei -2.59° (statt im Idealfall bei 0° , auf der Verbindungsstrecke beider Detektoren) besaß die Winkelabhängigkeit der Intensität eine Gaußform, d. h. maximale Anzahl der Ereignisse lieferten in der Tat kollineare Strahlen aus der Annihilation. Mit Sicherheit haben wir während der Messung die Quelle trotz der Hinweise versetzt, womit sich die Abweichung des Maximums von 0° erklären lässt. Das Hinzufügen einer isotropen γ -Quelle lieferte eine konstante Verteilung der Ereigniszahlen mit dem Winkel. Wegen der zu kurzen Messzeit konnten wir jedoch auf diese Weise nicht überprüfen, ob hier in der Tat keine Winkelabhängigkeit vorliege.

4 Literatur

1. **Demtröder, W.** Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik, 4. Aufl. 2014 ed. Springer-Verlag GmbH, Heidelberg, 2013.
2. **Knoll, G. F.** Radiation Detection and Measurement. 4. Auflage ed. John Wiley & Sons, New York, 2010.
3. **Bethge, K.** Kernphysik - Eine Einführung. Springer Verlag, 2001
4. Information über Wirkungsquerschnitte aus http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~jwagner/WS0809/Vorlesung/tp_detektoren_02.pdf