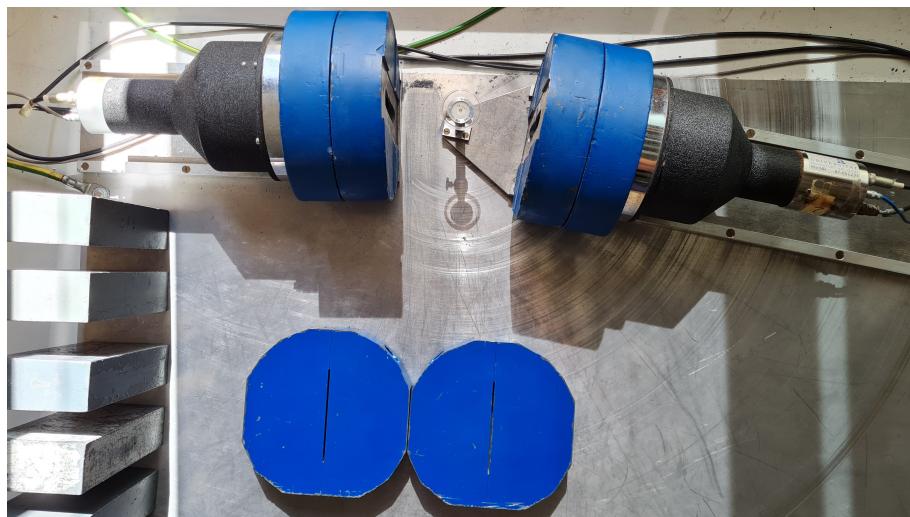

Versuch 16

$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und Koinzidenztechnik



Fortgeschrittenen Praktikum
am Institut für Kernphysik

K. Stelzer (Originalversion) M. Kleiner (Überarbeitung)
Stand: 6. Mai 2024

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretischer Hintergrund	3
2.1 Szintillationsdetektoren	3
2.2 Koinzidenzen	4
2.3 Zerfallsschema ^{22}Na	6
2.3.1 Positronen und Annihilation	7
2.4 Zerfallsschema ^{60}Co	7
2.4.1 γ, γ -Winkelkorrelation	8
2.4.2 Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen - Direkte Beobachtung von Multipolfeldern	9
3 Experimenteller Aufbau	15
4 Versuchsdurchführung	19
4.1 Versuchsteil 16A: Natrium	19
4.1.1 Messung der Einzelspektren	19
4.1.2 Selektion der 511 keV Photonen	20
4.1.3 Messung des Zeitspektrums	20
4.1.4 Winkelkorrelation von Gamma-Quanten aus Annihilation eines Positrons	22
4.1.5 Winkelkorrelation zwischen Gamma aus Annihilation und Gamma aus Abregung	23
4.2 Versuchsteil 16B: Cobalt	23
4.3 Gamma-Quanten aus Kaskadenzerfall	27
5 Anhang	31
5.1 Hinweise für die Auswertung	31
5.1.1 Versuchsteil A	31
5.1.2 Versuchsteil B	32

1 Einleitung

In diesem Experiment wird die Winkelkorrelation zwischen gleichzeitig emittierten γ -Quanten mit Hilfe von zwei verschiedenen Quellen in zwei Versuchsteilen untersucht:

Versuchsteil A: Natrium-Quelle

Nach der Annihilation von Positronen entstehen zwei γ -Quanten der Energie $E_\gamma = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$, die diametral zueinander emittiert werden.

Versuchsteil B: Cobalt-Quelle

Das verwendete ^{60}Co zerfällt unter dem β^- -Zerfall auf einen angeregten Zustand von ^{60}Ni . Dieser angeregte Zustand zerfällt unter Emission von zwei γ -Quanten in einer Kaskade zum Grundzustand.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden kurz die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis des Versuchs notwendig sind, zusammengefasst.

2.1 Szintillationsdetektoren

Szintillation beschreibt im Allgemeinen die Fähigkeit eines Materials Photonen nach seiner Anregung zu emittieren. [1]

Der in diesem Versuch verwendete Szintillationsdetektor besteht aus einem NaI¹-Kristall mit einer Tl² Dotierung. Abbildung 2.1a zeigt schematisch den typischen Aufbau eines Szintillationsdetektors. Ein hoch energetisches Photon trifft auf das Szintillatormaterial und regt dieses Material an. Bei der Abregung des Materials werden niederenergetische Photonen emittiert, die auf eine Photokathode in einem sogenannten SEV³ geleitet werden und dort aufgrund des Photoeffekts freie Elektronen herauslösen. Diese freien Elektronen werden mit Hilfe einer Elektrode fokussiert und auf eine Dynode beschleunigt. Dort lösen die Sekundärelektronen weitere Sekundärelektronen aus dem Material, die auf eine weitere Dynode beschleunigt werden. Dieser Vorgang der Erzeugung von Sekundärelektronen wird solange wiederholt, bis die Sekundärelektronen schließlich auf eine Anode treffen und dort ein messbares Signal erzeugen.

Die Anregung und Emission von niederenergetischen Photonen mit NaI-Kristallen können mit dem sogenannten Bändermodell beschrieben werden. Abbildung 2.1b zeigt hierzu schematisch das Bändermodell. Das Valenzband ist im Grundzustand mit Elektronen besetzt. Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband befindet sich eine Bandlücke von ca. 6 eV, die die Elektronen aus dem Valenzband überwinden müssen, um auf das Leitungsband gehoben zu werden. Trifft ein Photon auf solch einen Kristall, kann dieses Photon seine Energie auf die Elektronen im Valenzband abgeben und diese Elektronen ins Leitungsband heben. Im Leitungsband können sich die Elektronen frei bewegen und fallen nach einer gewissen Zeit wieder in das Valenzband zurück, wobei die Energiedifferenz zwischen Valenz-

¹Natriumiodid

²Thallium

³Sekundärelektronenvervielfacher

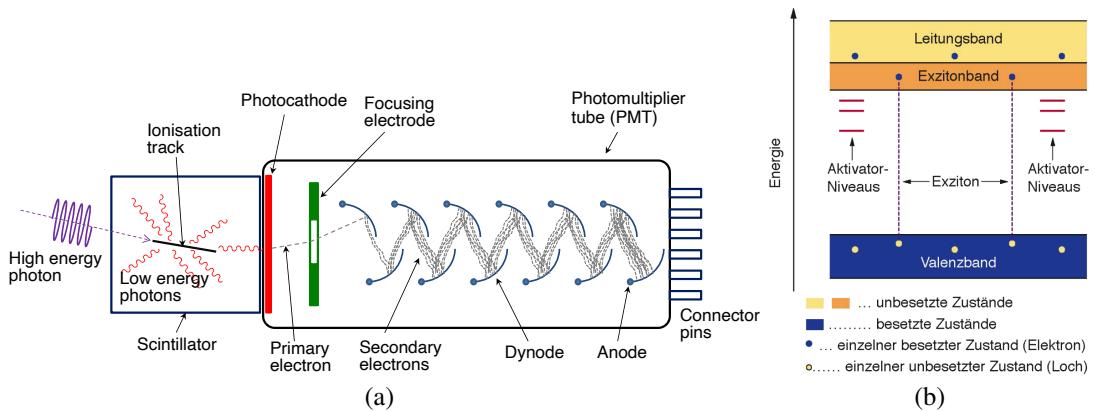


Abbildung 2.1: (a) Schematische Darstellung eines Szintillationsdetektors. [2] Bändermodell zur Beschreibung eines anorganischen Szintillators. [1]

und Leitungsband in Form eines freien Photons abgegeben wird. Diese Photonen besitzen somit eine Energie, die der Energie der Bandlücke entsprechen. Somit kann solch ein Photon ein weiteres Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband heben, womit eine Art Kreislauf entsteht. Die Ausbeute der niederenergetischen Photonen wäre somit gering. Zur Erhöhung der Ausbeute der niederenergetischen Photonen, die auf den SEV treffen, wird der Kristall mit Thallium dotiert. Diese Dotierung sorgt für zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke. Die Elektronen im Valenzband fallen in diese Zwischenzustände, womit Photonen mit einer niedrigeren Energie als die Energie der Bandlücke emittiert werden. Für diese Photonen ist der Kristall durchlässig, womit die Ausbeute der Photonen erhöht wird.

2.2 Koinzidenzen

Bei einem Koinzidenzexperiment müssen die Versuchsbedingungen so gewählt werden, dass die Koinzidenzrate und das Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzen möglichst groß ist. Die einer solchen Wahl zugrunde liegenden Gesetzmäßigkeiten werden im Folgenden behandelt.

Der Einfachheit halber wird angenommen, dass Detektor 1 nur auf das γ -Quant 1 empfindlich ist und Detektor 2 nur auf γ -Quant 2. Dies kann während der Durchführung des Experiments durch das Setzen von Energiefenstern auf die Photopeaks im Spektrum erreicht werden (Beachten Sie dazu auch den allgemeinen Fall, der im Anhang der Anleitung zu Versuch Nr. 16 dargestellt ist.) Ist $[Q] = \frac{1}{s}$ die Zerfallsrate, ω_1 der Raumwinkel unter dem der Detektor 1 die Quelle sieht und ϵ_1 die Ansprechempfindlichkeit des Detektors 1, so ist die Einzelzählrate

im Detektor 1:

$$Z_1 = \epsilon_1 \omega_1 Q \quad (2.1)$$

Entsprechend für Detektor 2 ist die Einzelzählrate:

$$Z_2 = \epsilon_2 \omega_2 Q \quad (2.2)$$

Der Raumwinkel ergibt sich aus der Detektorstirnfläche f und dem Abstand Quelle-Detektor r zu $\omega = f/(4\pi r^2)$.

Die Koinzidenzrate erhalten wir aus der Einzelzählrate eines Detektor durch Multiplikation mit der Wahrscheinlichkeit, dass das zweite Quant im anderen Detektor registriert wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist $\epsilon_2 \omega_2 W(\vartheta)$, worin $W(\vartheta)$ eine eventuelle Winkelkorrelation zwischen den beiden Strahlungen berücksichtigt. Somit folgt für die „echte“ Koinzidenzrate:

$$Z_{Ke} = Z_1 \epsilon_2 \omega_2 W(\vartheta) = \epsilon_1 \omega_1 Q \epsilon_2 \omega_2 W(\vartheta) \quad (2.3)$$

Wegen der endlichen Koinzidenzauflösungszeit τ_K der elektronischen Apparatur werden auch zufällige Koinzidenzen gemessen. Jeder Puls belegt auf der Zeitachse die Zeit τ , sodass von einem Detektor gesehen, der Bruchteil $Z_1 \tau$ der Zeitachse belegt ist. Ein völlig unkorrelierter Puls im Detektor 2 wird nun mit der Wahrscheinlichkeit $Z_1 \tau$ zu einer Koinzidenz zwischen Detektor 1 und Detektor 2 führen. Die zufällige Koinzidenzrate ist somit:

$$Z_{Kz} = \tau Z_1 Z_2 \quad (2.4)$$

Das Verhältnis echter zu zufälliger Koinzidenz ist nach Gleichung 2.3 und Gleichung 2.4

$$\frac{Z_{Ke}}{Z_{Kz}} = \frac{W(\vartheta)}{\tau Q} \quad (2.5)$$

Dieses Verhältnis sollte zur Erzielung einer hohen Messgenauigkeit möglichst groß sein. Wenn die zufälligen Koinzidenzen nicht vernachlässigbar sind, müssen sie durch eine separate Messung getrennt bestimmt und von den gesamten Koinzidenzen abgezogen werden. Bemerkenswert ist, dass das Verhältnis aus echter zu zufälliger Koinzidenz nicht von ϵ_i und ω_i abhängt, dieses Verhältnis folglich z.B. durch eine Variation des Abstands r nicht verändert werden kann. Eine Verringerung des Verhältnisses kann nur durch Verkleinerung der Koinzidenzauflösungszeit oder der Stärke der Quelle erreicht werden. Für Messungen mit unseren Laborquellen und den mit unserer Detektoren erreichbaren Auflösungszeiten τ sind die zufälligen Koinzidenzen meist zu vernachlässigen. Mit $\tau \approx 100 \text{ ns}$ und $Q \approx 3 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{s}}$ ist

das Verhältnis ≈ 33 . Würde die verwendete Elektronik nur eine Koinzidenzauflösungszeit von $1 \mu\text{s}$ erreichen (eine realistische Zahl mit Gaszählern), so würden nur 30% echte und 70% zufällige Koinzidenzen gemessen werden.

Wichtig für Koinzidenzmessungen ist, dass (soweit mit den verarbeitbaren Einzelzählraten verträglich) zur Erzielung einer hohen Koinzidenzrate der Abstand Quelle-Detektor möglichst klein gewählt wird. Aufgrund der $\omega \propto 1/r^2$ Proportionalität verhält sich die Koinzidenzrate zum Radius mit dem Faktor $1/r^4$, sodass sich schon z.B. bei dem kleinen Unterschied eines Abstands von 7 cm zu einem Abstand von 5 cm die Koinzidenzrate um den Faktor 3,8 unterscheiden.

Aus den Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.3 lassen sich wichtige Größen ableiten, die sich auf andere Weise nur schwierig und ungenau bestimmen lassen. So folgt:

$$\frac{Z_{Ke}}{Z_1 Z_2} = \frac{W(\vartheta)}{Q} \quad (2.6)$$

Bei Kenntnis der Winkelkorrelation kann somit direkt die Stärke Q der Quelle bestimmt werden. Damit können auch die Größen $\epsilon_i \omega_i$ bestimmt werden.

Diese Methode wird deshalb auch von Eichlabors (z.B. Physikalische-Technische Bundesanstalt Braunschweig) angewandt.

2.3 Zerfallsschema ^{22}Na

Das Zerfallsschema der verwendeten ^{22}Na -Quelle wird in Abbildung 2.2a gezeigt. Aufgrund der Drehimpuls-Auswahlregeln des β -Zerfalls ist ein Übergang zum Grundzustand des Endkerns ^{22}Ne verboten ($\Delta I = 3$). 99,95% der Zerfälle gehen mit einem erlaubten Übergang ($\Delta I = 1$) auf den ersten angeregten Zustand des ^{22}Ne (2^+)⁴ bei 1275 keV. 90% dieser Übergänge sind β^+ -Zerfälle, 10% erfolgen über Elektroneneinfang⁵. Von der gesamten Zerfallsenergie ($Q_{EC} = 2.843 \text{ MeV}$) verbleiben für Übergänge zum angeregten Zustand 1568 keV. Da beim β^+ -Zerfall die doppelte Elektronruhemasse (1022 keV) aufgebracht werden muss, ist die maximale kinetische Energie der Positronen 546 keV. Zur vollen Abbremsung der Positronen auf thermische Geschwindigkeiten werden etwa 200 mg/cm^2 Al benötigt, mit denen die Quelle umgeben werden muss.

⁴Hierbei bezeichnet 2 den Drehimpuls des Zustands und das Vorzeichen + die Parität

⁵EC: electron capture

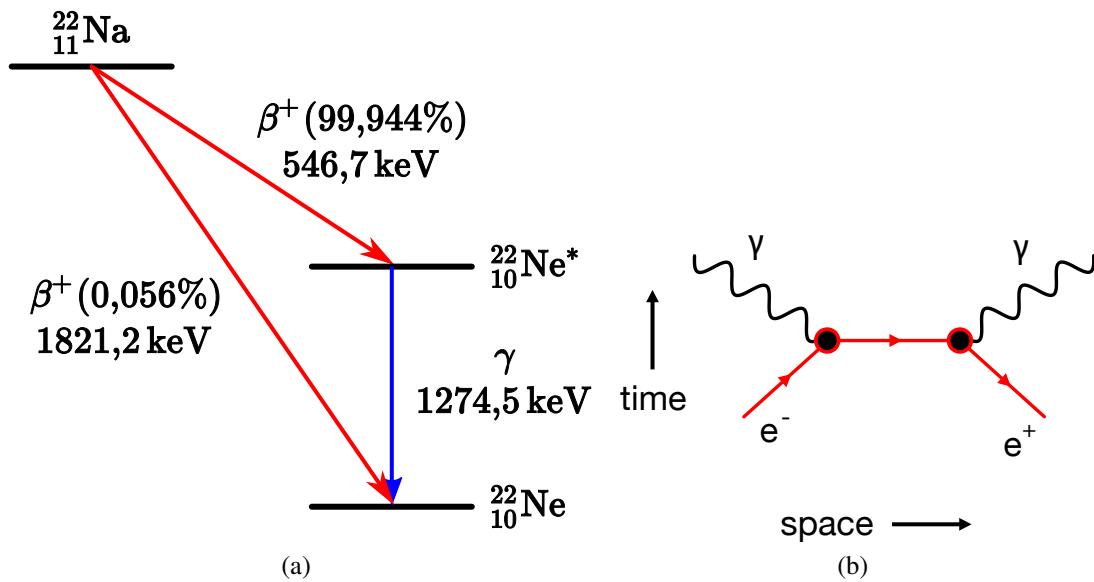


Abbildung 2.2: (a) Zerfallsschema von ^{22}Na [3] und (b) Feynmandiagramm der Elektron-Positron Annihilation [4].

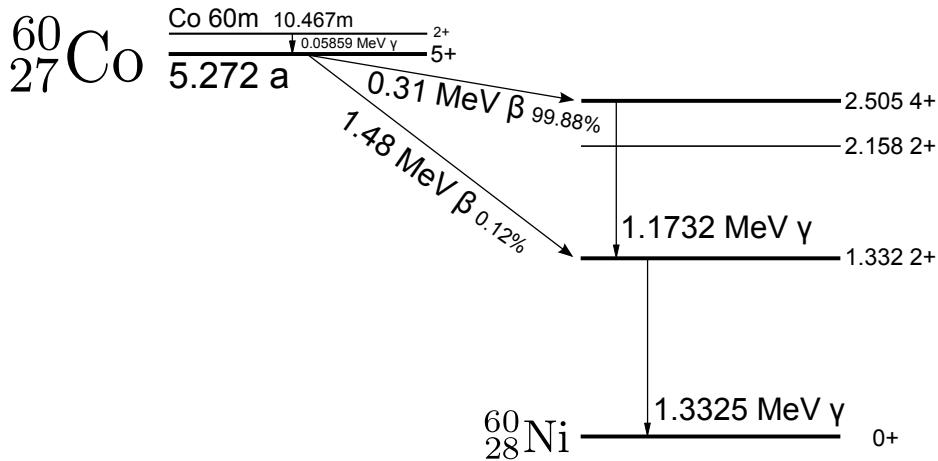
2.3.1 Positronen und Annihilation

Die von der ^{22}Na -Quelle emittierten schnellen Positronen werden bei ihrer Wechselwirkung mit Materie genau so abgebremst wie negativ geladenen Elektronen. Positronen haben jedoch die besondere Eigenschaft, sich mit einem negativen Elektron zu vereinigen. Die Folge dieser Vereinigung ist es, dass Elektron und Positron annihiliert⁶ werden und die Restmassen in elektromagnetische Strahlung umgewandelt werden (Vernichtungsstrahlung). Abbildung 2.2b zeigt das Feynmandiagramm der Elektron-Positron Annihilation. Die Annihilation erfolgt überwiegend am Ende der Abbremsung, d.h. bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten von Positron und Elektron. Aus Gründen der Impulserhaltung $p_e + p_p = 0$ besteht die Vernichtungsstrahlung aus zwei Quanten von je $h\nu = m_e c^2 = 511$ keV, die um 180° entgegengesetzt emittiert werden. Eine Zerstrahlung in drei Quanten ist ebenso möglich, jedoch etwa um den Faktor 1000 unwahrscheinlicher.

2.4 Zerfallsschema ^{60}Co

Das Zerfallsschema der verwendeten ^{60}Co -Quelle wird in Abbildung 2.3 gezeigt. Der β^- -Zerfall von ^{60}Co führt auf einen angeregten 4^+ Zustand von ^{60}Ni bei 2505 keV, der unter γ -Emission zuerst zu einem niedriger liegenden angeregten 2^+ Zustand mit einer Lebensdauer von $\tau = 0.7$ ps und dann unter Emission eines zweiten Quants zum Grundzustand zerfällt.

⁶vernichtet

Abbildung 2.3: Zerfallsschema von ^{60}Co . [5]

2.4.1 γ, γ -Winkelkorrelation

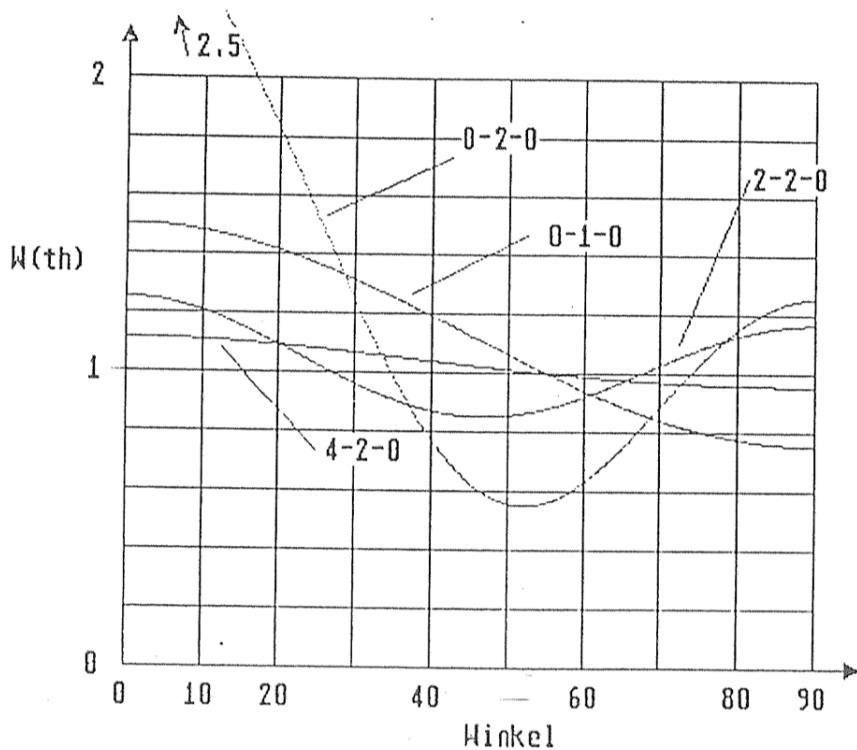
Mit Hilfe der Koinzidenzspektroskopie kann eine Emission zweier γ -Quanten in Kaskade nachgewiesen werden. Darüber hinaus können aus der γ, γ -Winkelkorrelation Informationen über die Spins der am Zerfall beteiligten Niveaus und über die Multipolordnung der Zerfalls- γ -Strahlung gewonnen werden.

In einer γ, γ -Koinzidenzapparatur werden Koinzidenzen zwischen einem Quant 1 einer γ -Kaskade in Detektor 1 und einem Quant 2 in Detektor 2 als Funktion des Winkels zwischen zwei Detektoren gemessen. Dann hat die Intensitätsverteilung der Koinzidenzen als Funktion des Winkels zwischen den Detektoren bei nicht polarisierter Quelle die Form:

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos(\vartheta)) + A_4 P_4(\cos(\vartheta)) \quad (2.7)$$

wobei P_k Legendrepolygone der Ordnung k sind. Die Koeffizienten A_k hängen ab von den Spins der an der Zerfallskaskade beteiligten Niveaus und von den Multipolordnungen, bzw. Multipolmischungen der Strahlungen: $A_k(I_1 II_2, L_1 L'_1, L_2 L'_2)$. Detaillierte Angaben zur Berechnung dieser Koeffizienten sind in 2.4.2 mit den theoretischen Grundlagen zu den γ, γ -Winkelkorrelationen zu finden. Abbildung 2.4 zeigt γ, γ -Winkelkorrelationen für verschiedene γ, γ -Kaskaden, wobei der 4-2-0 Verlauf die relevante Winkelkorrelation für die emittierten γ -Quanten aus der γ, γ -Kaskade der Abregung des ^{60}Ni Kerns beschreibt.

Durch Vergleich einer gemessenen Winkelkorrelation mit der theoretisch erwarteten Winkelkorrelation können Spins und Multipolordnungen bzw. Multipolmischungen bestimmt werden.

Abbildung 2.4: γ,γ -Winkelkorrelationen für verschiedene γ,γ -Kaskaden.

2.4.2 Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen - Direkte Beobachtung von Multipolfeldern

Eine nicht isotrope Winkelverteilung erhält man in einem Experiment, in dem die Unterzustände ungleich besetzt werden, z.B. durch Orientierung der Kerne in einem starken Magnetfeld bei tiefen Temperaturen oder durch Festlegung einer Vorzugsachse⁷ in einem Korrelationsexperiment. In diesem Falle können aus den Winkelverteilungen bzw. Winkelkorrelationen der Strahlung die Spins der am Zerfall beteiligten Niveaus bestimmt werden. Ein Beispiel dazu ist das in Abschnitt 4.2 beschriebene γ,γ -Winkelkorrelationsexperiment.

γ,γ -Winkelkorrelationen

Einfacher Fall: Wir betrachten zunächst eine Kaskade 0-(1)-1-(1)-0 (Multipolordnung in Klammern), bei der der Anfangszustand mit Spin 0 über Dipolstrahlung in den Zwischenzustand mit Spin 1 zerfällt. Dieser Zwischenzustand zerfällt nach sehr kurzer Zeit (10 ps) wiederum über Dipolstrahlung in den Endzustand mit Spin 0. Der Zerfall werde beobachtet von zwei in zeitlicher Koinzidenz geschalteten Detektoren, von denen einer (D1) nur die erste γ -Strahlung γ_1 registriere, der andere Detektor (D2) nur γ_2 .

⁷Quantisierungsachse

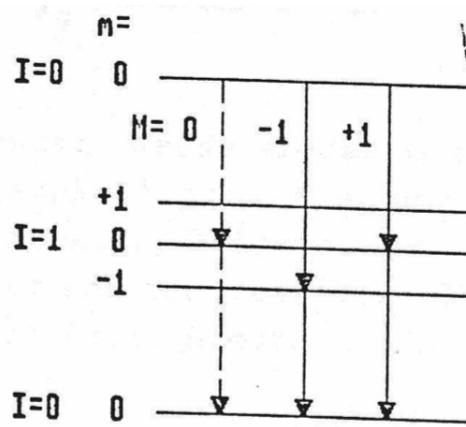
Abbildung 2.5: γ -Übergänge in einer 0-1-0 Kaskade.

Abbildung 2.5 zeigt die verschiedenen möglichen Übergänge $M_\gamma = 0, +1, -1$ zwischen den Unterzuständen. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit können wir die Quantisierungsachse z in Richtung zum Detektor 1 legen. Von den möglichen Übergängen haben nur die Übergänge mit $M_\gamma = \pm 1$ in z -Richtung eine nicht verschwindende Intensität. Effektiv wird also der Zustand $I = 1$ für die Koinzidenzbeobachtung nur in den Unterzuständen 1 angeregt. Im Detektor 2 in Koinzidenz mit Detektor 1 beobachtet man deshalb bei Variation des Winkels ϑ die Intensitätsverteilung $|X_{11} \propto 1 + 3 \cos^2(\vartheta)|$.

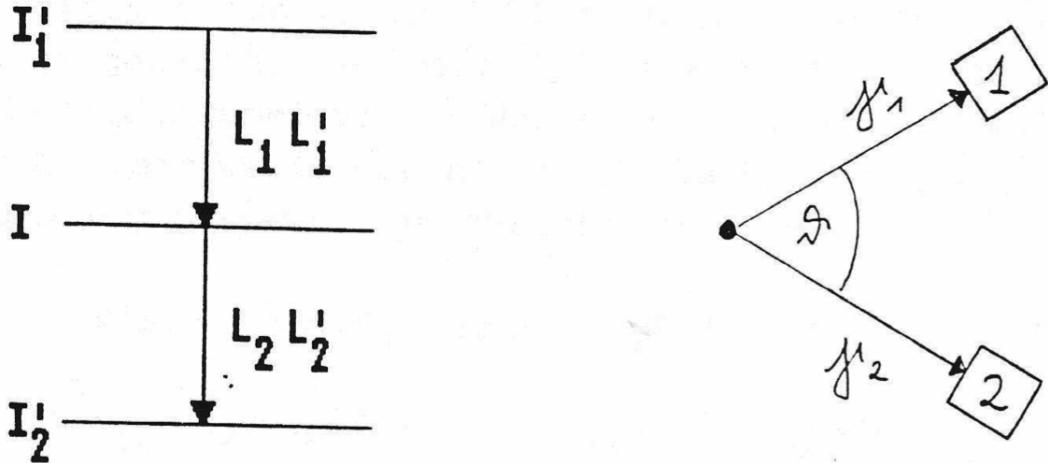
Allgemeiner Fall

Wir betrachten den allgemeinen Fall einer Kaskade von zwei γ -Quanten: Abbildung 2.6 zeigt die im Folgenden beschriebene Nomenklatur. Der Zustand I'_1 zerfalle über γ -Emission γ_1 mit L_1, L_1' zu einem kurzlebigen Zwischenzustand I . Dieser kurzlebige Zwischenzustand zerfällt wieder über Emission des γ -Quants γ_2 mit L_2, L_2' zum Zustand I_2' . Die Lebensdauer des Zwischenzustands sei so kurz, dass evtl. innere Magnetfelder des Atoms die Orientierung des Kernzustands nicht verändern.

Gemessen werde wieder mit zwei Detektoren, von denen der Einfachheit halber angenommen sei, dass Detektor 1 nur die Strahlung 1, Detektor 2 nur die Strahlung 2 registriere. Dann erhält man folgende theoretische Formel der Winkelkorrelation:

$$W(\vartheta) = \sum_v A_v^{(1)} A_v^{(2)} P_v(\cos(\vartheta)) \quad (2.8)$$

Die $P_v(\cos(\vartheta))$ sind die Legendre-Polynome der Ordnung v . Bei nicht polarisierter Strahlung

Abbildung 2.6: Bezeichnungen im allgemeinen Fall einer γ,γ -Kaskade.

treten nur geradzahlige Ordnungen auf: $\nu = 0, 2, 4, \dots$:

$$P_0 = 1 \quad (2.9)$$

$$P_2 (\cos(\vartheta)) = \frac{1}{2} (3 \cos^2(\vartheta) - 1) \quad (2.10)$$

$$P_4 (\cos(\vartheta)) = \frac{1}{8} (35 \cos^4(\vartheta) - 30 \cos^2(\vartheta) + 3) \quad (2.11)$$

Da nur Potenzen von $\cos^2(\vartheta)$ auftreten, ist die Verteilung symmetrisch zu $\vartheta = 90^\circ$.

Die $A_\nu^{(1)}$ und $A_\nu^{(2)}$ hängen von den Spins und Multipolordnungen des ersten und zweiten Übergangs der Kaskade ab. Für den ersten Übergang von I'_1 , I und der Multipolmischung L_1 , $L'_1 = L_1 + 1$ mit dem Mischungsverhältnis δ gilt für $A_\nu^{(1)}$:

$$A_\nu^{(1)} = \frac{F_\nu(II'_1 L_1 L_1) + 2\delta_1 F_\nu(II'_1 L_1 L'_1) + \delta_1^2 F_\nu(II'_1 L'_1 L'_1)}{1 + \delta_1^2} \quad (2.12)$$

und entsprechend für den zweiten Übergang $I - I'_2$ und L_2 gemischt mit $L'_2 - L_2 + 1$:

$$A_\nu^{(2)} = \frac{F_\nu(II'_2 L_2 L_2) + 2\delta_2 F_\nu(II'_2 L_2 L'_2) + \delta_2^2 F_\nu(II'_2 L'_2 L'_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (2.13)$$

Die Koeffizienten $F_\nu(II'LL')$ sind in Tabelle 2.1 für einige wichtige ganzzahlige Spins I, I' und Multipole L, L' angegeben. Da im Allgemeinen nur Werte von $\nu = 2, 4$ eine Rolle spielen, sind nur diese Werte verzeichnet. Da $F_0(II'LL') = 1$ ist, kann die Winkelkorrelation geschrieben

I	I'	$F_2(II'LL')$			$F_4(II'LL')$		
		11	12	22	22	23	24
1	0	+0,7017	—	—	—	—	—
1	1	-0,3536	-1,0607	-0,3536	—	—	—
1	2	+0,0707	+0,4743	+0,3536	—	—	—
2	0	—	—	-0,5976	-1,069	—	—
2	1	+0,4183	-0,9354	-0,2988	+0,7127	+0,9960	+0,0891
2	2	-0,4183	-0,6124	+0,1281	-0,3054	-0,7986	-0,1336
2	3	+0,1195	+0,6547	+0,3415	+0,0764	+0,3260	+0,0891
2	4	—	—	-0,1707	-0,0085	-0,0627	-0,0297
4	2	—	—	-0,4477	-0,3044	+0,9004	-0,0484
4	3	+0,3134	-0,9402	-0,0448	+0,6088	-0,3035	-0,1013
4	4	-0,4387	-0,3354	+0,2646	-0,4981	-0,6139	+0,0132

Tabelle 2.1: Winkelkorrelationskoeffizienten für ganzzahlige Spins. [6]

werden:

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos(\vartheta)) + A_4 P_4(\cos(\vartheta)) \quad (2.14)$$

$$A_2 = A_2^{(1)} A_2^{(2)} \quad (2.15)$$

$$A_4 = A_4^{(1)} A_4^{(2)} \quad (2.16)$$

Wir beschränken uns auf den Fall $L' - L \leq 1$. Dann gelten aufgrund der Auswahlregeln die Einschränkungen

$$|I' - I| \leq L \leq L' \leq \min(I + I', 5) \quad (2.17)$$

$$|L - L'| \leq \nu \leq \min(2I, L + L', 4) \quad (2.18)$$

Beispiele für γ, γ -Kaskaden

Abbildung 2.4 zeigt die Winkelkorrelationen $W(\vartheta)$ für einige Kaskaden $I'_1 \rightarrow I \rightarrow I'_2$. Für den Übergang $2 \rightarrow 2$ in der 2-2-0-Kaskade ist reine Quadrupolstrahlung angenommen.

Die Winkelkorrelation für den 4-2-0 Übergang kann folgendermaßen hergeleitet werden:

$$W(\vartheta) = \sum_{\nu} A_{\nu}^{(1)} A_{\nu}^{(2)} P_{\nu}(\cos(\vartheta)) \quad (2.19)$$

$$A_{\nu}^{(1)} = F_{\nu}(II'_1 L_1 L_1) \quad (2.20)$$

$$A_{\nu}^{(2)} = F_{\nu}(II'_2 L_2 L_2) \quad (2.21)$$

$$F_0 = 1 \quad (2.22)$$

$$F_2 F_4 (\text{aus Tabelle}) \quad (2.23)$$

$$L_1 = L_2 = 2 \quad (2.24)$$

$$I'_1 = 4 \quad (2.25)$$

$$I = 2 \quad (2.26)$$

$$I'_2 = 0 \quad (2.27)$$

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos(\vartheta)) + A_4 P_4(\cos(\vartheta)) \quad (2.28)$$

$$W(\vartheta) = 1 + F_2(2422)F_2(2022)P_2 + F_4(2422)F_4(2022)P_4 \quad (2.29)$$

$$W(\vartheta) = 1 + (-0,1707)(-0,5976)P_2 + (-0,0085)(-1,069)P_4 \quad (2.30)$$

$$W(\vartheta) = 1 + 0,1020P_2(\cos(\vartheta)) + 0,009087P_4(\cos(\vartheta)) \quad (2.31)$$

Bestimmung der Quellstärke -Herkunft des Faktors 2-

Einzelzählraten:

$$Z_1 = Q \cdot \omega_1 [\epsilon_1(E_{\gamma_1}) + \epsilon_1(E_{\gamma_2})] \quad (2.32)$$

$$Z_1 = Q \cdot \omega_2 [\epsilon_2(E_{\gamma_1}) + \epsilon_2(E_{\gamma_2})] \quad (2.33)$$

Koinzidenzzählrate:

$$Z_{12} = Q [\omega_1 \epsilon_1(E_{\gamma_1}) \cdot \omega_2 \epsilon_2(E_{\gamma_2}) + \omega_1 \epsilon_1(E_{\gamma_2}) \cdot \omega_2 \epsilon_2(E_{\gamma_1})] W(\vartheta) \quad (2.34)$$

Mit der Annahme $\epsilon_1 = \epsilon_2$ und $\omega_1 = \omega_2$ folgt:

$$Z_1 = Q \cdot 2\omega\epsilon \quad (2.35)$$

$$Z_2 = Q \cdot 2\omega\epsilon \quad (2.36)$$

$$Z_{12} = Q \cdot 2\omega^2\epsilon^2 W(\vartheta) \quad (2.37)$$

Damit folgt:

$$Z_1 Z_2 = (Q \cdot 2\omega\epsilon)^2 \quad (2.38)$$

$$\frac{Z_{12}}{Z_1 Z_2} = \frac{Q \cdot 2\omega^2\epsilon^2 W(\vartheta)}{(Q \cdot 2\omega\epsilon)^2} \quad (2.39)$$

$$\frac{Z_{12}}{Z_1 Z_2} = \frac{W(\vartheta)}{2Q} \quad (2.40)$$

3 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in beiden Versuchsteilen der gleiche. Abbildung 3.1a zeigt ein Foto des Versuchsaufbaus und Abbildung 3.1b zeigt eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit den beiden Detektoren und der Quelle. Der Aufbau besteht aus zwei NaI(Tl)-Detektoren¹ von denen der eine Detektor D1 fest angeordnet ist. Der zweite Detektor D2 ist auf einem beweglichen Arm angebracht und kann so in eine definierte Winkelposition zur Richtung zwischen Quelle und erstem Detektor gebracht werden.

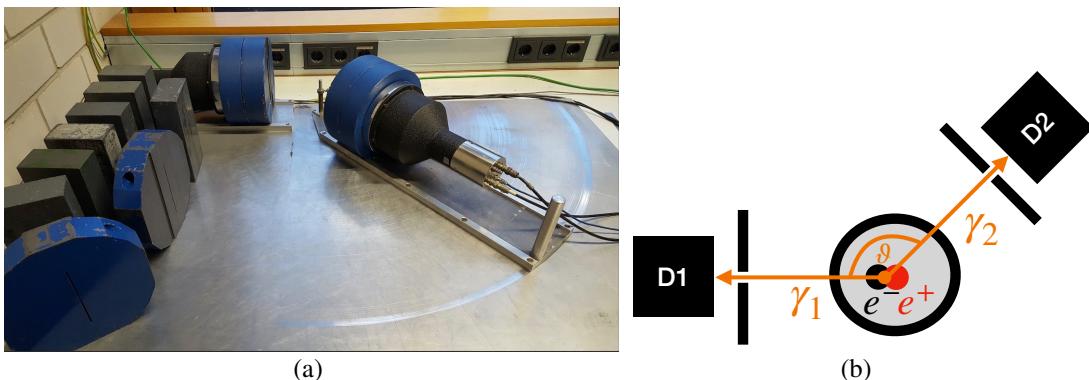


Abbildung 3.1: (a) Foto und (b) schematischer Aufbau der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung.

Ein Schaltbild des Versuchsaufbaus mit den elektronischen Geräten und ein Foto der elektro-nischen Geräte wird in Abbildung 3.2 gezeigt. Die NaI(Tl)-Detektoren sind an SEV² optisch gekoppelt und lichtdicht gekapselt. Die Dynoden der SEVs werden über einen Spannungsteiler versorgt, der von einem Hochspannungsgerät (+900 V) gespeist wird. Die von den SEVs abgegebenen Signale werden in Vorverstärkern in ihrer Impedanz gewandelt und über Koaxialkabel den Verstärkern zugeführt. Bei den Verstärkern handelt es sich um sogenannte DDL³ Verstärker, in denen eine Pulsformung über Verzögerungsleitungen durchgeführt wird.

Abbildung 3.3a zeigt beispielhaft für zwei Eingangssignale die beiden Ausgangssignale des DDL Verstärkers:

¹Natrium Iodid mit Thallium Dotierung

²Sekundärelektronenvervielfacher

³Double Delay Line

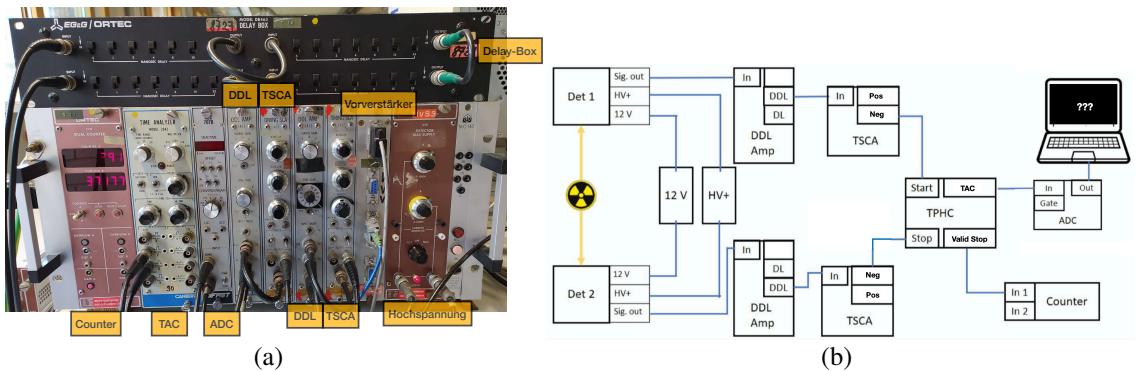


Abbildung 3.2: (a) Foto und (b) Schaltbild der elektronischen Apparatur zur Messung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen.

1. Das erste DL⁴ Ausgangssignal des DDL Verstärkers ist unipolar und wird in der Abbildung 3.3a als durchgezogene Linie dargestellt. Dieses unipolare Signal wird zur Pulshöhenanalyse mit einem ADC⁵ in ein digitales Signal gewandelt. Anschließend kann das digitale Signal mit Hilfe eines MCA⁶ in einem Computer digital dargestellt werden.
2. Das zweite DDL⁷ Ausgangssignal des DDL Verstärkers ist bipolar und wird in der Abbildung 3.3a als gestrichelte Linie dargestellt.

Aus dem Nulldurchgang des bipolaren Signals wird in einem TSCA⁸ ein scharfes negatives Signal von -0.5 V und ein positives Signal von $+5$ V erzeugt. Abbildung 3.3b zeigt beispielhaft für ein Eingangssignal, das am TSCA anliegt, die beiden Ausgangssignale des TSCAs. Das scharfe negative Ausgangssignal wird im Folgenden als Zeitsignal bezeichnet. Diese Zeitsignale können am TSCA mit dem Potentiometer Delay von 0 ns bis 1000 ns zur Anpassung an die nachfolgenden Geräte zeitlich verzögert werden. Für die Zeitanalyse werden die Abstände zweier Zeitsignale wie folgt gemessen: Das Zeitsignal eines TSCAs wird dem Start-Eingang eines TAC⁹ zugeführt. Das Zeitsignal des anderen TSCAs wird dem Stop-Eingang des TACs zugeführt. Der TAC wandelt die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal in die Pulshöhe seines Ausgangssignals um. Dieses Ausgangssignal kann im MCA analysiert werden, wobei hierbei angemerkt sei, dass die Zeitachse des Ausgangssignals noch nicht kalibriert ist. Mithilfe einer sogenannten Delaybox, kann das Eingangssignal am Stop-Eingang des TACs um eine

⁴Delay Line

⁵Analog-to-digital converter

⁶Multi Channel Analyser

⁷Double Delay Line

⁸Timing Single Channel Analyser

⁹Time-to-Amplitude Converter

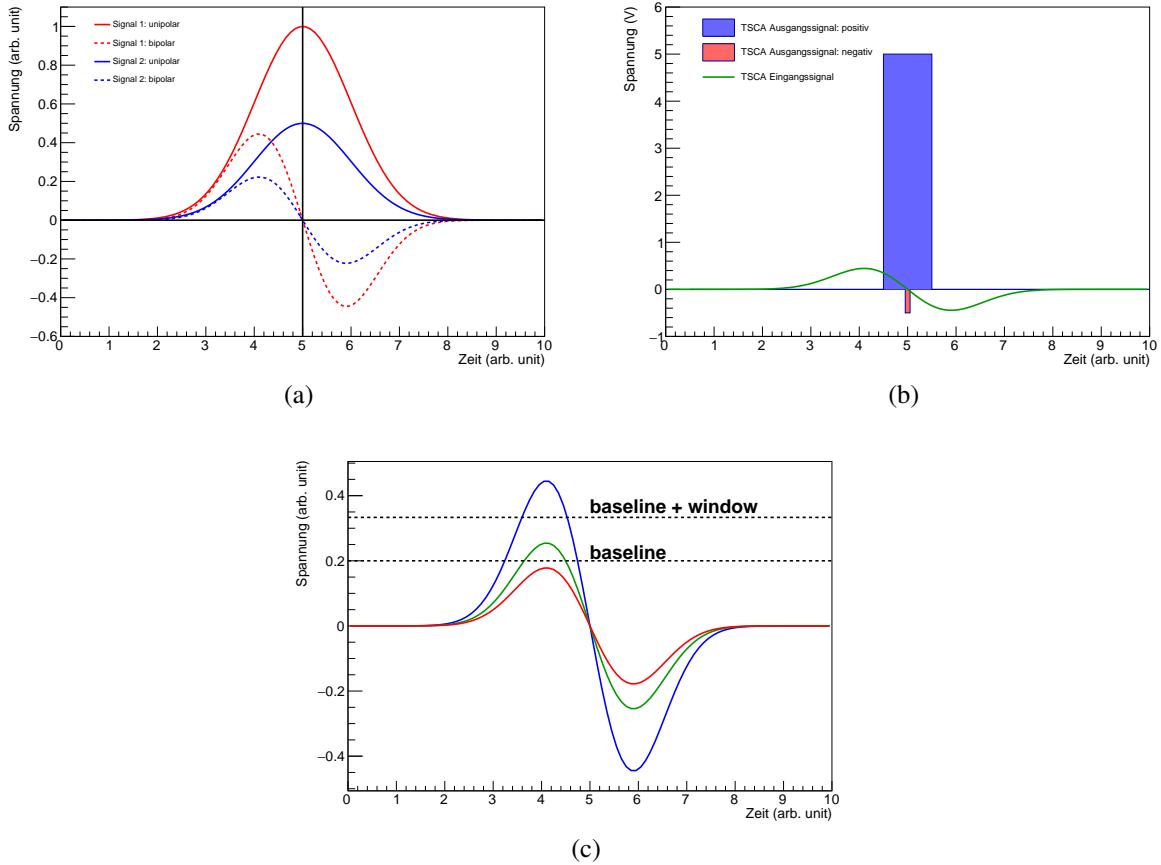


Abbildung 3.3: (a) Schematische Darstellung von zwei unipolaren und von zwei bipolaren Ausgangssignalen des DDL Verstärkers. (b) Schematische Darstellung eines Eingangssignals des TSCAs mit dem positiven und negativen Ausgangssignal. (c) Schematische Darstellung von drei bipolaren Eingangssignalen des TSCAs mit dem akzeptierten Pulsbereich, der innerhalb der gestrichelten Linie liegt (nur für das grün dargestellte Eingangssignal werden die Ausgangssignale erzeugt).

variable fest definierte Zeit verzögert werden. Mit dieser bekannten Verzögerung ist somit eine Kalibrierung der Zeitachse des Ausgangssignals möglich.

In der Einkanal-Pulshöhenanalysator-Stufe des TSCA werden die Eingangssignale auf ihre Höhe hin untersucht. Abbildung 3.3c zeigt schematisch drei Eingangssignale des TSCAs und beispielhaft den akzeptierten Pulsbereich, der innerhalb der gestrichelten Linie zwischen *Baseline* und *Window* liegt. Durch Vorgabe einer Grundlinie, die am TSCA am Potentiometer *Baseline* eingestellt werden kann und einer Breite, die am Potentiometer *Window* eingestellt werden kann, kann ein Energiefenster definiert werden. Der TSCA erzeugt nur für die Eingangssignale die jeweiligen Ausgangssignale, falls das Eingangssignal im festgelegten Energiefenster liegt. Neben den bereits beschriebenen negativen Ausgangssignalen werden im TSCA auch positive Ausgangssignale mit einer Spannung von +5 V und einer zeitlichen Länge von 1-2 μ s

erzeugt. Die positiven Ausgangssignale eignen sich dazu, ein elektronisches Tor *Gate* am ADC zu steuern. Ein solches Tor lässt nur analoge Pulse unverändert passieren, wenn an seinem Steuereingang eine positive Spannung von +5 V anliegt. Liegt der Steuereingang auf 0 V, so lässt die Schaltung keine Pulse durch.

4 Versuchsdurchführung

4.1 Versuchsteil 16A: Natrium

4.1.1 Messung der Einzelspektren

Strahlung

Da es den Studenten untersagt ist, die radioaktiven Stoffe zu berühren, informieren Sie den Tutor, dass jetzt die ^{22}Na -Quelle zwischen die Detektoren (Abstand etwa 5 cm) gelegt werden muss.



Hochspannung

Der Tutor schaltet die Hochspannung an die SEVs ein.



1. Bauen Sie folgende Schaltung 4.1 auf:

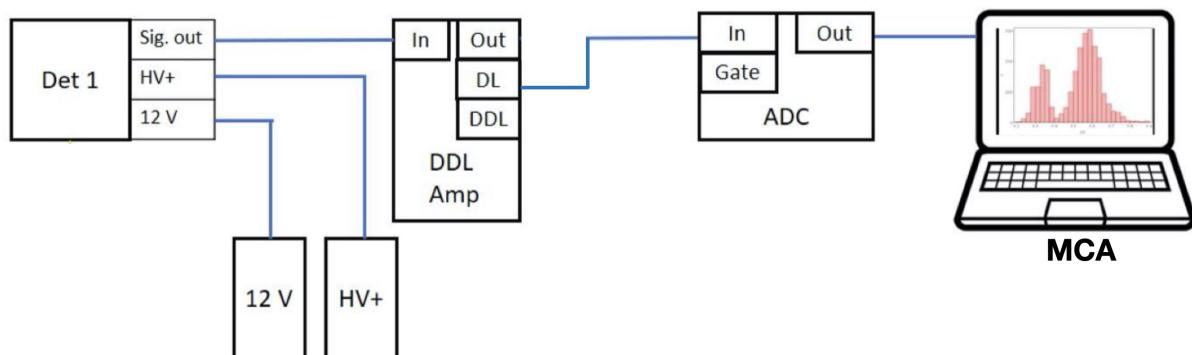


Abbildung 4.1: Schaltbild 1

2. Wählen sie *CORSE GAIN* am DDL Amp so, dass das gesamte Spektrum im MCA sichtbar ist.

3. Beobachten Sie die Ausgangspulse. Das Spektrum muss zwei Peaks im MCA (511 keV und 1275 keV) zeigen.
4. Nehmen Sie das Energiespektrum der ^{22}Na -Quelle auf und speichern Sie es ab. Wählen Sie die Messzeit genügend lange.
Auswertung: Bestimmen Sie die Kanallage K der Peaks und die lineare Eichung der Anordnung: $E_\gamma = a + b \cdot K$
5. Wiederholen Sie die Schritte 1-4 für den anderen Zweig.

4.1.2 Selektion der 511 keV Photonen

Im Folgenden sollen Zählraten und/oder Pulshöhenspektren für verschiedene Energiefenster bestimmt werden. Die Energiefenster werden mit Hilfe der TSCAs festgelegt. Wenn ein Puls mit seiner Pulshöhe die eingestellte Fensterbedingung erfüllt, erscheinen am Ausgang des TSCA logische Einheitspulse mit positiver und negativer Polarität. Die negativen Pulse (-0.5 V, mit schnellem Anstieg) eignen sich als Zeitsignale für Koinzidenzmessungen; die positiven Rechteckpulse können zur Steuerung von Torschaltungen verwendet werden.

1. Bauen Sie folgende Schaltung 4.2 auf:

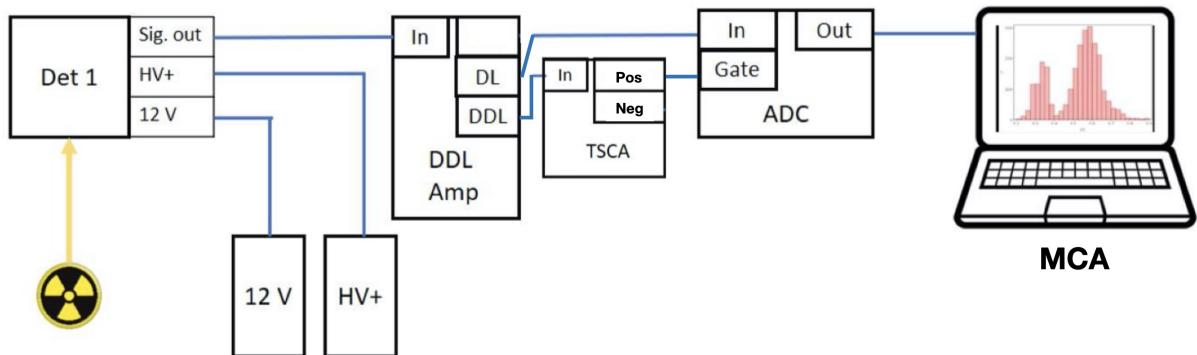


Abbildung 4.2: Schaltbild 2

2. Wählen Sie *Baseline* und *Window* am TSCA, um den 511 keV Peak im MCA zu selektieren.
3. Wiederholen Sie die Schritte 1. und 2. für den anderen Zweig.

4.1.3 Messung des Zeitspektrums

Die negativen Ausgangssignale am TSCA die ausgegeben werden, wenn die Pulshöhe der Eingangssignale im 511 keV-Fenster liegt, werden nun zur Koinzidenzmessung in den TPHC gesandt.

1. Bauen Sie folgende Schaltung 4.3 auf:

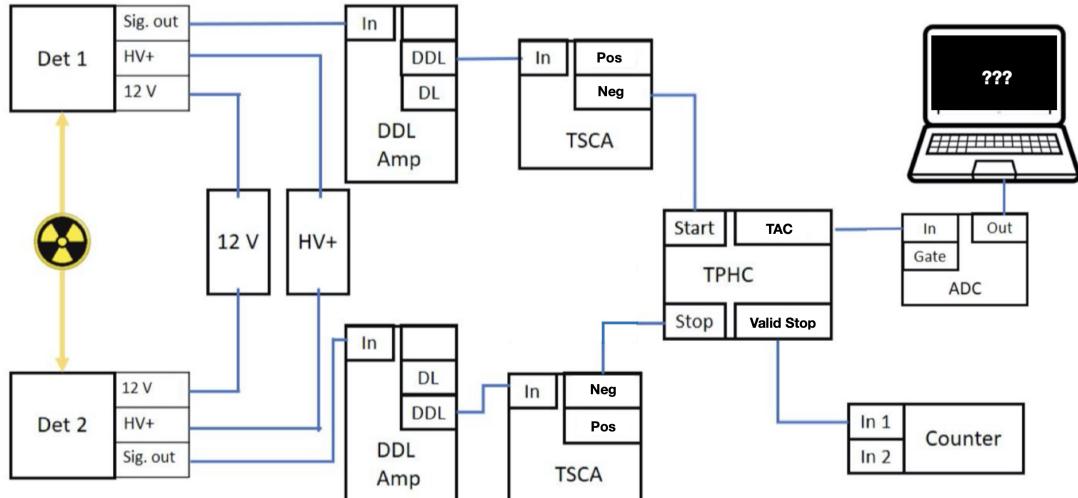


Abbildung 4.3: Schaltbild 3

- Wählen Sie das *Delay* am TSCA (der am Stop-Eingang des TPHC angeschlossen ist) so, dass ein Peak im MCA sichtbar wird.
- Messen Sie ein Spektrum und speichern Sie es ab.
- Verbinden Sie den negativen Ausgang des TSCAs (der am Stop-Eingang des TPHC angeschlossen ist), wie in Abbildung 4.4 gezeigt, mit einer Delaybox.

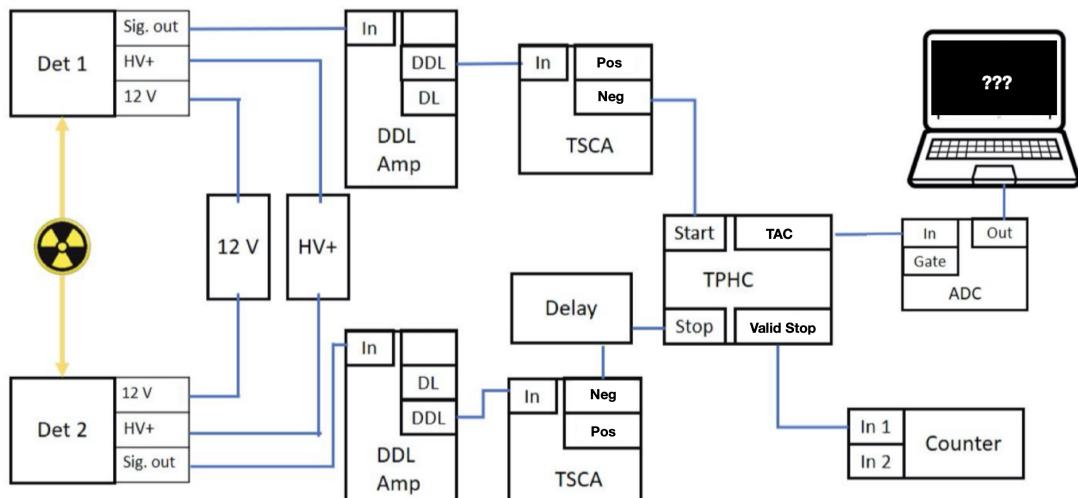


Abbildung 4.4: Schaltbild 4

5. Wählen Sie das *Delay* in der Delaybox so, dass das aufgenommene Spektrum im MCA zu höheren Werten verschoben wird.
6. Messen Sie für eine ausreichend lange Zeit ein Spektrum und speichern Sie es ab.
Auswertung: Bestimmen sie durch Vergleich der Breite des Zeitpeaks zu seiner Verschiebung die Zeitauflösung der Anordnung.

4.1.4 Winkelkorrelation von Gamma-Quanten aus Annihilation eines Positrons

Die Apparatur ist nun messbereit für die Aufnahme der Richtungskorrelation der γ -Quanten aus der Elektron-Positron Annihilation.

1. Messen sie die Koinzidenzen der Annihilationsphotonen: Abbildung 4.5 zeigt schematisch die Messung. Der Abstand der Quelle zu den Detektoren sollte möglichst klein sein, Blei-Blenden mit einem kleinen Schlitz zu Verbesserung der Winkelauflösung sollten angebracht werden. Die Koinzidenzzählrate kann durch Integration des Zeitpeaks im MCA bestimmt werden oder in einem Counter, der die Ausgangspulse des TPHC zählt. Wählen Sie die Schrittweite für den variablen Detektorwinkel bei der Messung so, dass Sie eine Abschätzung für die obere Grenze des Öffnungskegels erhalten (Anmerkung: Aufgrund der Ungenauigkeit des experimentellen Aufbaus kann der Winkel, bei dem die maximale Anzahl an Koinzidenzen gemessen werden, von der 180° Auslenkung abweichen. Führen Sie hierfür eine grobe Messung der Koinzidenzen durch, um die ungefähre Auslenkung des Maximas zu finden. Die Messung der Koinzidenzen sollte um diesen Winkel durchgeführt werden.):

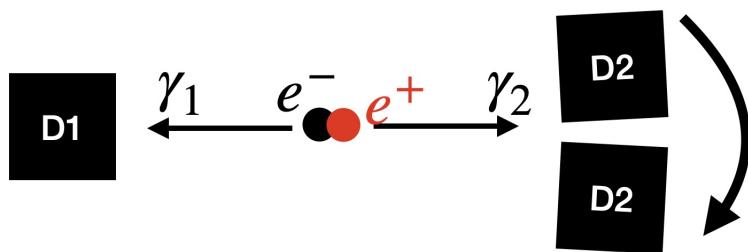


Abbildung 4.5: Schema der Messung der Richtungskorrelation von γ -Quanten aus der Elektron-Positron Annihilation.

- a) Auslenkung D2 bis gerade keine Koinzidenzen messbar sind.
- b) Messung und Integration der koinzident gemessenen Ereignisse (Counter oder MCA, Dauer der Messung: Je nach Zählraten einige Minuten).
- c) Lenken Sie D2 in kleinen Schritten aus und wiederholen Sie 1b bis gerade keine Koinzidenzen mehr gemessen werden.

4.1.5 Winkelkorrelation zwischen Gamma aus Annihilation und Gamma aus Abregung

Wiederholen Sie den Versuch mit einer Messung der Koinzidenzen zwischen den 511 keV und 1275 keV-Quanten indem Sie in einem Zweig das Energiefenster des TSCAs auf den 1275 keV Peak setzen.

Auswertung: Warum beobachten Sie gegenüber der Koinzidenz zwischen der Vernichtungsstrahlung neben der flachen Winkelkorrelation eine so viel kleinere Koinzidenzrate, obwohl nach dem Zerfallsschema zu jedem Positron ein 1275 keV-Quant auftritt?

1. Entfernen Sie die Blei-Blenden mit dem kleinen Schlitz, da ansonsten nur sehr wenige Koinzidenzen gemessen werden!
2. Setzen Sie *Window* und *Baseline* von einem TSCA auf den 1275 keV Peak.
3. Messen Sie die Koinzidenzen für drei Winkel (z.B.: 30°, 50°, 70° etc.), wie in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt für jeweils ca. 10 Minuten.

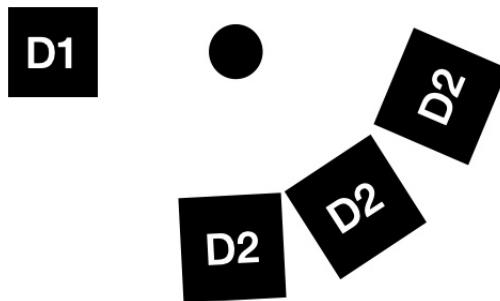


Abbildung 4.6: Schema Messung 1b

4.2 Versuchsteil 16B: Cobalt

Die folgenden Ausführungen sollen zeigen, dass es sinnvoll ist, vor einem Experiment die experimentellen Bedingungen zu überdenken und auch formelmäßig zu erfassen.

1. Bei den Anforderungen an die geometrische Präzision ist zu bedenken, dass eine Winkelkorrelation mit einer Genauigkeit von 1% oder besser bestimmt werden sollte. Aufgrund der $1/r^2$ Abhängigkeit des Raumwinkels bedeutet dies eine hohe mechanische Präzision der Anordnung. Dies betrifft sowohl die gute Zentrierung der Quelle, als auch die Genauigkeit, mit der der bewegliche Detektor geführt wird. Bei einem Abstand Quelle-Detektor von 7 cm führt z.B. eine Dislokation der Quelle von 0.5 mm aus der Null-Achse schon zu einem Systematischen Fehler von 1.5% zwischen den Messungen

bei 0° und 90° . Offensichtlich ist die vorliegende Anordnung für solche Messungen nicht geeignet und müsste durch eine wesentlich präzisere (und teurere) Apparatur ersetzt werden.

2. Da die Messungen bei den verschiedenen Winkeln einen längeren Zeitraum erfordern, müssen die elektronischen Geräte (z.B. Einkanaldiskriminatoren mit ihren Energiefesten bzw. Energieschwellen) eine hohe Langzeitstabilität besitzen. Auch diese Bedingung ist schwer zu erfüllen.
3. Auch die Verwendung von Energienstern ist zu überdenken. Wenn aus dem Pulshöhenpektrum eine größeres Fenster (als nur über die jeweiligen Peaks) gewählt werden kann, wird die Koinzidenzrate sehr viel höher sein, da sie proportional zum Produkt der Ansprechempfindlichkeiten ist.

Um eine Optimierung der Apparatur zu erhalten, betrachten wir die Zusammenhänge mit Hilfe von Formeln: Bezeichnen wir die Raumwinkel und Ansprechempfindlichkeiten für die beiden Detektoren mit Indizes 1 und 2 (Ω_1, Ω_2 und ϵ_1, ϵ_2), so müssen wir noch berücksichtigen, dass der Raumwinkel des beweglichen Detektors (2) wegen der unvollständigen Geometrie vom Winkel ϑ abhängen kann ($\Omega_2 = \Omega_2(\vartheta)$). Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren werden für die beiden γ -Energien verschieden sein, insbesondere wollen wir auch den Fall nicht ausschließen, dass die beiden Detektoren sowohl Quanten der Energie E_2 registrieren und dass ihre Ansprechwahrscheinlichkeiten verschieden sind. Wir müssen deshalb für den Detektor 1 und den Detektor 2 die Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon_1(E_1)$, $\epsilon_1(E_2)$ und $\epsilon_2(E_1)$, $\epsilon_2(E_2)$ ansetzen. Mit diesen Bezeichnungen erhalten wir für die Einzelzählraten:

$$Z_1 = (\epsilon_1(E_1) + \epsilon_1(E_2)) \cdot \Omega_1 \cdot Q \quad (4.1)$$

$$Z_2 = (\epsilon_2(E_1) + \epsilon_2(E_2)) \cdot \Omega_2(\vartheta) \cdot Q \quad (4.2)$$

und für die echte Koinzidenzzählrate

$$Z_K = [\epsilon_1(E_1) \cdot \epsilon_2(E_2) + \epsilon_1(E_2) \cdot \epsilon_2(E_1)] \cdot \Omega_1 \cdot \Omega_2(\vartheta) \cdot W(\vartheta) \cdot Q \quad (4.3)$$

wobei $W(\vartheta)$ die Winkelkorrelationsfunktion zwischen den beiden Strahlungen ist.

Wir sehen schon, dass es kein Nachteil ist, wenn beide Detektoren sowohl Strahlung E_1 als

auch Strahlung E_2 registrieren, da bei gleichen ϵ_i die Koinzidenzzählrate dadurch verdoppelt wird. Auch besteht offensichtlich kein Anlass, bei der Festlegung der Energiefenster, die die Ansprechwahrscheinlichkeit direkt bestimmen, sich auf die Peaks zu beschränken. (Dies gilt natürlich nur für den Fall, dass im Zerfall außer den betrachteten zwei Übergängen keine weiteren Übergänge auftreten. Diese Maßnahme (Fenster auf nahezu volle Pulshöhenverteilung) kann rund eine Steigerung der Koinzidenzrate um den Faktor 20 erbringen.

Wir haben noch das Problem der mangelnden mechanischen Präzision der Apparatur, d.h. die Abhängigkeit $\Omega_2(\vartheta)$. Wir können das lösen, indem wir vor der Koinzidenzmessung (bei festgehaltener Position der Quelle) die Einzelzählrate des beweglichen Detektors 2 als Funktion des Winkels ϑ mit hoher statistischer Genauigkeit messen. Dadurch ist $\Omega_2(\vartheta)$ bestimmt und kann zur Korrektur der späteren Koinzidenzmessung verwendet werden.

Unberücksichtigt bleibt aber immer noch eine langzeitliche Instabilität der elektronischen Geräte, da die ϵ_i sich zwischen den beiden Messungen (wenn auch geringfügig) verändern können.

Die beste Methode, die wir auch verwenden wollen, ist es, die Bestimmung der Raumwinkelkorrektur und der Winkelkorrelation dadurch zu verbinden, dass in einem Experiment sowohl die Einzelereignisse als auch die Koinzidenzereignisse gleichzeitig und über die gesamte Messung registriert werden. Bei einer Messzeit t erhalten wir dann die Ereigniszahlen $N_1 = Z_1 \cdot t$, $N_2 = Z_2 \cdot t$ und $N_K = Z_K \cdot t$, aus denen Z_1 , Z_2 und Z_K berechnet werden können. Man bildet nun:

$$\frac{Z_1 Z_2}{Z_K} = \frac{[\epsilon_1(E_1)\epsilon_2(E_1) + \epsilon_1(E_1)\epsilon_2(E_2) + \epsilon_1(E_2)\epsilon_2(E_1) + \epsilon_1(E_2)\epsilon_2(E_2)]}{\epsilon_1(E_1)\epsilon_2(E_2) + \epsilon_1(E_2)\epsilon_2(E_1)} \cdot \frac{\Omega_1 \Omega_2(\vartheta) Q^2}{\Omega_1 \Omega_2(\vartheta) W(\vartheta) Q} \quad (4.4)$$

Aus einer Bestimmung dieser Größe bei den Winkeln ϑ_1 und ϑ_2 erhält man das gewünschte Verhältnis als

$$\frac{W(\vartheta_2)}{W(\vartheta_1)} = \frac{Z_1(\vartheta_1) Z_2(\vartheta_1) Z_K(\vartheta_2)}{Z_1(\vartheta_2) Z_2(\vartheta_2) Z_K(\vartheta_1)} \quad (4.5)$$

Durch diese Verhältnisbildung fällt also eine Variation von Ω_2 mit ϑ heraus, ebenso wird eine Variation der ϵ_i über den Zeitraum der Messung eliminiert.

Mit dieser Mess- und Auswertmethode können auch mit unserer geometrisch wenig präzisen Apparatur Winkelkorrelationen genau gemessen werden.

Bei Kenntnis von $W(\vartheta)$ kann aus Gleichung 4.2 auch die Quellstärke Q berechnet werden. Der Faktor, der die ϵ_i enthält, hängt nicht empfindlich von deren Wert ab und ist in guter

Näherung gleich 2.

Verwendet man für die Detektoren 1 und 2 gleich große Kristalle und gleiche Energiefenster so geht im Wesentlichen das Verhältnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon(E_1)/\epsilon(E_2)$ ein. Man sieht dies, indem man $\epsilon(E_i) = \epsilon(E_i)$ setzt. Dann ist dieser Faktor gleich $1 + \frac{1}{2} \cdot [\epsilon(E_1)/\epsilon(E_2) + \epsilon(E_2)/\epsilon(E_1)]$.

In unserem Fall ist $\epsilon(E_1) = 1,23 \cdot \epsilon(E_2)$ und die obige Größe 2,04.

Bei der Wahl der Pulshöhenfenster müssen wir noch Ereignisse berücksichtigen, bei denen z.B. in Detektor 2 eine Compton-Streuung stattfindet und das gestreute Quant den Detektor 1 trifft und dort nachgewiesen wird wie in Abbildung 4.7 gezeigt wird. Ein solches Ereignis würde zu einer unerwünschten echten Koinzidenz führen.

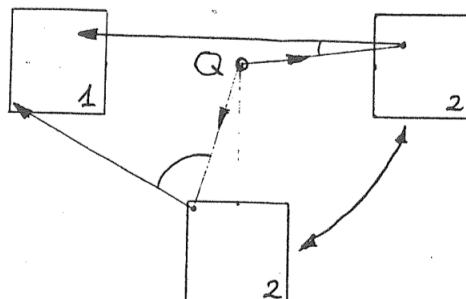


Abbildung 4.7: Koinzidenzen aus Compton-Streuereignissen beim γ,γ -Koinzidenzexperiment.

Um diese unerwünschten echten Koinzidenzen auszuschließen, müssen wir die Energie der gestreuten Quanten betrachten: Bei der 180° Stellung hat bei einer Primärenergie von 1332 keV das (um 180°) gestreute Quant die Energie 214 keV. In diesem Fall würde es reichen, die Schwelle für die Registrierung auf etwa 250 keV zu legen. Bei 90° und 7 cm Abstand von Quelle und Detektoren besteht aber noch eine Koinzidenzwahrscheinlichkeit für gestreute Quanten für $\vartheta > 90^\circ$. Die Energie für eine 90° -Streuung ist etwa 370 keV. Zur Unterdrückung dieser Ereignisse genügt also eine Schwelle von rund 400 keV.

Eine andere Methode zur Unterdrückung unerwünschter Koinzidenzen aus Compton-Streuereignissen besteht darin, dass man eine P-Abschirmung in einem geeigneten Sektor zwischen die beiden Detektoren bringt.

4.3 Messung von Koinzidenzen der Gamma-Quanten aus einem Kaskadenzerfall

Wir wollen in unserem Versuch feststellen, welche Aussagen allein unter Verwendung der γ -Spektroskopie und insbesondere der γ, γ -Winkelkorrelationsmessung möglich sind.

Strahlung

Da es den Studenten untersagt ist, die radioaktiven Stoffe zu berühren, informieren Sie den Tutor, dass jetzt die ^{60}Co -Quelle zwischen die Detektoren (Abstand etwa 5 cm) gelegt werden muss.



1. Falls Teil B an einem neuen Versuchstag ausgeführt wird als Teil A, muss der Abschnitt 4.1.1 von Teil 16A wiederholt werden. Verwenden Sie die Eichung aus den Linien der ^{22}Na -Quelle, und nehmen Sie mit den beiden Detektoren, wie in Abbildung 4.8 gezeigt wird, Einzelspektren mit der ^{60}Co -Quelle auf und speichern Sie die Spektren ab.

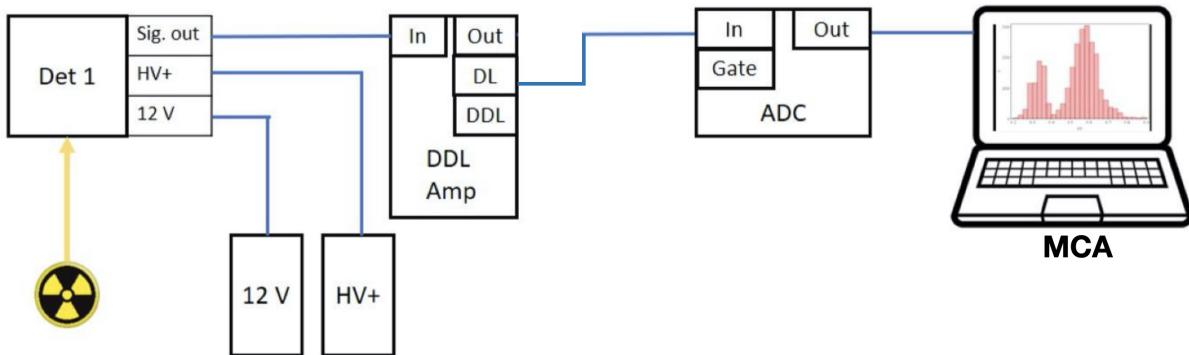


Abbildung 4.8: Schaltbild der Messung des Energiespektrums der ^{60}Co -Quelle.

2. Bauen Sie die in Abbildung 4.9 gezeigte Schaltung auf und setzen Sie die das Energiefenster des TSCAs auf beide Peaks! Analog für den anderen Zweig.
3. Bauen Sie zur gleichzeitigen Messung der Einzelzählraten Z_1 , Z_2 und der Koinzidenzrate Z_{Ke} die in Abbildung 4.10 gezeigte Schaltung auf:
4. Messen Sie bei einer Auslenkung von D2 bei 55° für ca. 10 bis 15 Minuten die Einzelzählraten am Counter und die Koinzidenzrate am MCA (bei einem Winkel von 55° ist auf der Metallplatte eine Markierung angebracht). Falls die Koinzidenzrate zu gering ist ($Z_{Ke} < 2 \text{ counts/s}$), schauen Sie sich das Zeitspektrum des TPHC im MCA an und **schalten Sie ggf. die Delaybox zwischen TSCA und Stopeingang des TPHC**.

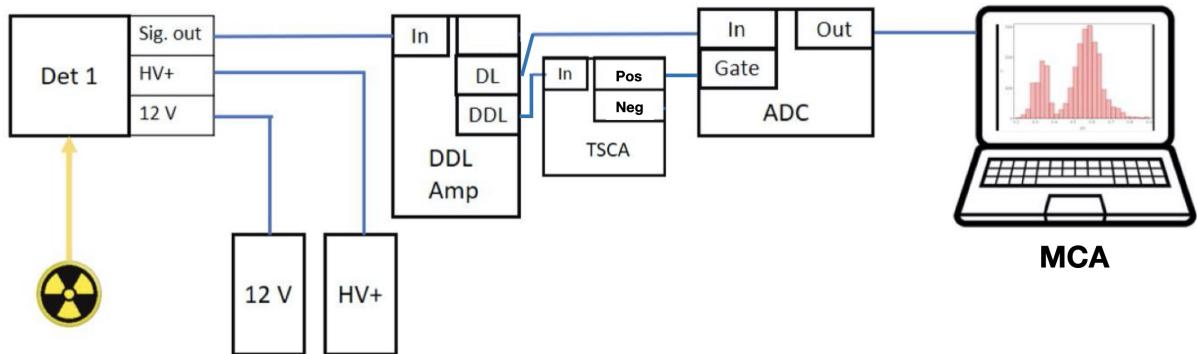
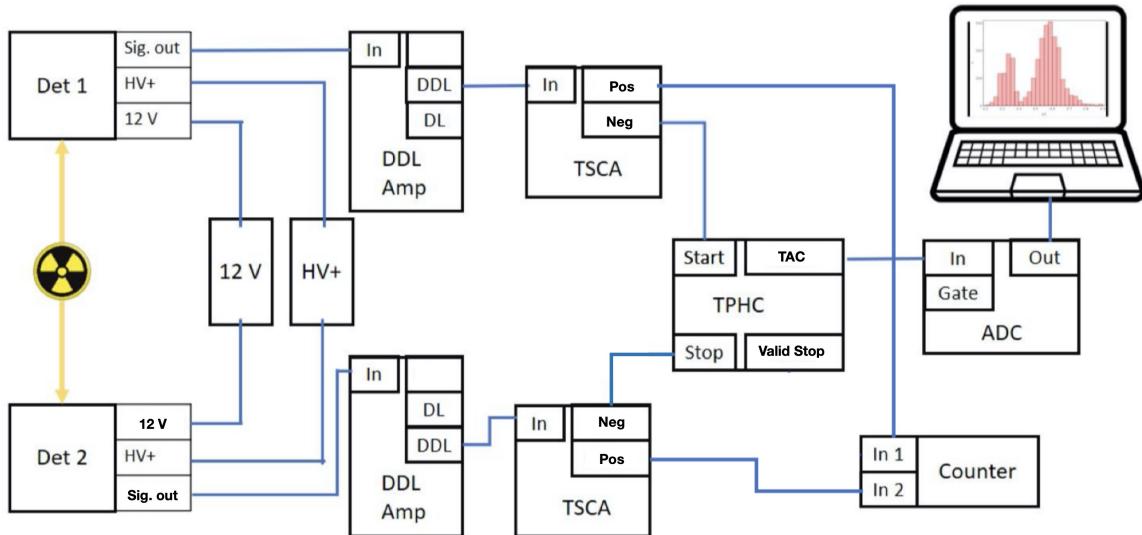


Abbildung 4.9: Schaltbild zur Einstellung des Energiefensters am TSCA.

Abbildung 4.10: Schaltbild zur Einstellung zur Messung der Einzelzählraten Z_1 , Z_2 und der Koinzidenzrate Z_{Ke} .

5. Berechnen Sie mit der Formel $\frac{Z_{Ke}}{Z_1 Z_2} = \frac{W(\varphi)}{Q} \frac{1}{2}$ die Quellstärke Q in Becquerel.
6. Wiederholen Sie 4 für die vier verschiedene Winkel z.B. 10° , 40° , 70° , 80° und berechnen Sie jeweils mit der berechneten Quellstärke aus 5 die Winkelkorrelation $W(\varphi)$. Stimmt die berechnete Winkelkorrelation mit einer 4-2-0 Kaskade überein?

Literatur

- [1] M. Krammer, *Szintillatoren*, URL: <https://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-5-Szintillatoren.pdf>, abgerufen am 27.10.2022.
- [2] Qwerty123ui0, *Schematic view of a photomultiplier coupled to a scintillator, illustrating detection of gamma rays*, URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Scintillation_counter#/media/File:PhotoMultiplierTubeAndScintillator.svg, abgerufen am 27.10.2022.
- [3] Joachim Herz Stiftung, *Zerfallsschema von Na-22*, URL: https://www.leifiphysik.de/sites/default/files/images/4ae7cb35167e7fec8ae93012425797b0/992zerfall_von_natrium-22_zerfallsschema.svg, abgerufen am 21.10.2022.
- [4] bitwise, *Feynman diagram showing Space-Time vectors of Electron-Positron Annihilation*, URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Feynman_EP_Annihilation.svg, abgerufen am 26.10.2022.
- [5] Tubas-en, *Zerfallsschema von ^{60}Co* , URL: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/03/Cobalt-60m-decay.svg>, abgerufen am 24.10.2022.
- [6] M. Ferentz und N. Rosenzweig, *Siegbahn, Alpha-Beta- and Gamma-Spectroscopy Vol II*, 1965.

5 Anhang

5.1 Hinweise für die Auswertung

Folgende Fragestellungen sollten im Protokoll beantwortet werden.

5.1.1 Versuchsteil A

1. Kalibrierung der Energieskala der Form $y = mx + b$ des Energiespektrum der ^{22}Na -Quelle für beide Detektoren
 - a) Die Maxima im Energiespektrum mit einer Gaußfunktion und einer geeigneten Funktion für den Hintergrund (z.B. Exponentialfunktion) parametrisieren.
 - b) Die Parameter der Kalibrierung m und b bestimmen.
 - c) Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß die Fehler der Parameter m und b bestimmen.
 - d) Die kalibrierten Energiespektren darstellen.
2. Bestimmung der Zeitauflösung der Anordnung.
Bei der Messung für das Zeitintervall zwischen zwei Koinzidenten Ereignissen gibt die FWHM¹ der Spektren die Zeitauflösung an.
 - a) Hierzu muss zunächst analog zur Energiekalibrierung in 1 eine Zeitkalibrierung durchgeführt werden mit $b = 0$.
 - b) Die Kanallage der Maxima kann hierbei mit einer Parametrisierung mit einer Gaußfunktion bestimmt werden.
 - c) Anschließend kann die FWHM bestimmt werden und mit der Kalibrierung aus 2a in ns umgerechnet werden.
 - d) Auch hier sollte wieder eine Fehlerrechnung mit dem Fehler der Zeitauflösung durchgeführt werden.
3. Winkelkorrelation der 511 keV γ -Quanten

¹Halbwertsbreite

- a) Darstellung der Datenpunkte: x -Achse Auslenkung, y -Achse Zählrate und Fehler in x und y -Richtung mit einzeichnen.
 - b) Bei der Darstellung sollte beachtet werden, dass die y -Achse in Zählrate/s umgerechnet wird.
4. Winkelkorrelation 511 keV und 1275 keV γ -Quanten
- a) Winkel und Zählrate/s darstellen mit den jeweiligen Fehlern in x und y -Richtung
 - b) Folgende Fragestellung beantworten: Sind die γ -Quanten korreliert?

5.1.2 Versuchsteil B

1. Energiespektrum der ^{60}Co -Quelle
 - a) Die Energiekalibrierung aus Versuchsteil A 1 auf das ^{60}Co Energiespektrum anwenden und die kalibrierten Energiespektren darstellen.
 - b) Bestimmen Sie die Positionen der beiden Maxima mit einer Parametrisierung mit einer Funktion aus zwei Gaußfunktionen und z.B. einer linearen Funktion für den Untergrund.
 - c) Vergleichen Sie die bestimmten Energiewerte der Maxima mit den Literaturwerten. Stimmen die experimentell bestimmten Werte mit den Literaturwerten überein?
2. Winkelkorrelationsmessung
 - a) Berechnung der Quellstärke Q + Fehlerrechnung.
 - b) Darstellung der Messwerte: $\vartheta, Z_1, Z_2, Z_K e, W(\vartheta)$ in einer Tabelle mit den jeweiligen Fehlern zusammenfassen.
 - c) Die theoretische Funktion der Winkelkorrelation angeben.
 - d) Die berechneten Winkelkorrelationen $W(\vartheta)$ mit den jeweiligen Fehlern und der theoretischen Kurve zusammen darstellen.