

Fortgeschrittenen Praktikum

Versuch 2.10: $\gamma\gamma$ -Koinzidenz und Winkelkorrelation



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Abteilung C (Institut für Kernphysik)

Ziel des Versuchs

Die Kernspektroskopie ist eines der wichtigsten Werkzeuge der experimentellen Kernphysik. Über die Detektion von γ -Quanten, die bei der Abregung angeregter Zustände entstehen, können u.a. Rückschlüsse auf Drehimpuls- und Spinkquantenzahlen der Zustände geschlossen werden. Dazu ist eine Messung der Winkelverteilung der Zählraten nötig.

Häufig zerfallen angeregte Zustände kaskadenartig über mehrere Zwischenzustände in den Grundzustand. Die Lebensdauer der beteiligten Zustände ist oftmals so gering, dass der Atomkern sich nicht umorientiert. Dies kann genutzt werden, um durch die Emissionsrichtung des ersten γ -Quants eine Achse festzulegen. Relativ zu dieser Achse besitzt das nachfolgende γ -Quant eine Winkelverteilung, die von Drehimpuls- und Spinkquantenzahlen der beteiligten Zustände abhängt.

In diesem Versuch werden derart korrelierte γ -Quanten in Koinzidenz nachgewiesen. Zusätzlich werden Parameter des Versuchsaufbaus durch die Messung von Elektron-Positron-Annihilation Ereignissen charakterisiert.

Vorbereitung

Selbständige Vorbereitung

β -Zerfall, Elektron-Positron-Annihilation, Zerfallsschemata ^{22}Na & ^{60}Co , Winkelkorrelation, $\gamma\gamma$ -Koinzidenz, Strahlungscharakter, Szintillationsdetektor

Winkelverteilung von γ -Strahlung

Die γ -Strahlung, die bei dem Zerfall angeregter Zustände in Atomkern emittiert wird, unterliegt einer Winkelverteilung. Um die räumliche Verteilung zu beschreiben, können die quellenfreien Maxwellgleichungen im Vakuum verwendet werden:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

Mit dem Ansatz, dass die Zeitabhängigkeit der Form $e^{-i\omega t}$ ist, und der nichtrelativistischen Dispersionsrelation $c = \frac{\omega}{k}$ erhält man die bekannten Wellengleichungen:

$$(\Delta + k^2)\vec{E} = 0; \quad (\Delta + k^2)\vec{B} = 0 \quad (2)$$

Da die Strahlung kugelförmig von der Quelle ausgeht, ist ein Ansatz der Wellengleichung in Kugelkoordinaten sinnvoll:

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta, \phi) = \frac{U(r)}{r} \cdot P(\cos \theta) \cdot Q(\phi) \quad (3)$$

Aufstellung der Differentialgleichung und Verwendung eines Potenzreihenansatzes ergibt für den θ -abhängigen Teil die zugeordneten Legendrepolynome

$$P_l^m(x) = \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1 - \cos^2 \theta)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{d(\cos \theta)^{l+m}} (\cos^2 \theta - 1)^l, \quad (4)$$

wobei $l = 0, 1, 2, \dots$ und $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ sind. Die Felder sind also quantisiert. Die ϕ -Abhängigkeit ist gegeben durch

$$Q(\phi) = e^{im\phi} \quad (5)$$

Die radiale Abhängigkeit ist im Rahmen dieses Versuches nicht interessant, da nur Winkelverteilungen untersucht werden. Die θ - und ϕ -Terme können durch Kugelflächenfunktionen zusammengefasst werden:

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \cdot P_l^m(\cos \theta) \cdot e^{im\phi} \quad (6)$$

Eigenzustände der Atomkerne können als Eigenfunktionen des Kernspins $\vec{J}$ beschrieben werden. Beim Übergang zwischen Zuständen (Anfangszustand $\vec{J}_1$ und Endzustand $\vec{J}_2$) können γ -Quanten emittiert werden, deren Energie der Energiedifferenz der beteiligten Zustände entspricht. Das Strahlungsfeld des Atomkerns kann auch als Eigenfunktion des Drehimpulses $\vec{l}$ beschrieben werden. Anwendung des Drehimpulsoperators $\vec{l} = -i(\vec{r} \times \nabla)$ an die skalare Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$ ergibt die Lösung der Glg. (2) mit Hilfe der vektoriellen Kugelflächenfunktionen

$$\vec{X}_l^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \vec{l} \cdot Y_l^m(\theta, \phi) \sim \vec{E}_l^m \quad (7)$$

Summation aller möglichen l und m ergibt die vollständige Multipolentwicklung des elektromagnetischen Strahlungsfelds. Auf Grund der Drehimpulserhaltung ergibt sich folgende Auswahlregel für die Quantenzahlen:

$$|J_1 - J_2| \leq l \leq J_1 + J_2; \text{ und } m = m_1 - m_2 \quad (8)$$

Hierbei dominieren meist niedrige Multipolordnungen. Der vom Photon angenommene Gesamtdrehimpuls beträgt $\hbar l$ mit einer Projektion $m\hbar$ auf die z-Achse. Auf Grund des intrinsischen Spins von $\hbar$ der Photonen ist $l = 0$ nicht möglich.

Die Unterscheidung zwischen elektrischer (E) und magnetischer (M) Multipolstrahlung ist wichtig und hängt von den Paritäten der beteiligten Zustände ab. Die experimentelle Bestimmung des Strahlungscharakters erfordert allerdings Informationen über die Polarisation der emittierten γ -Quanten.

Gemessen wird letztlich die γ -Intensität:

$$I_\gamma = |\vec{S}| = \epsilon_0 c E^2 \sim |X_l^m|^2 \quad (9)$$

Liegt eine gleichmäßige Verteilung der m Unterzustände vor, so ist die gemessene Intensität isotrop. Nur bei einer Ungleichbesetzung ist eine anisotrope Winkelverteilung möglich.

In einer Koinzidenzmessung einer γ -Kaskade ist können anisotrope Winkelverteilungen beobachtet werden, da durch das erste γ -Quant eine Quantisierungsachse festgelegt wird. Die m Unterzustände sind bzgl. dieser Richtung unterschiedlich besetzt und das zweite γ -Quant unterliegt einer Winkelverteilung $w(\theta)$. Diese lässt sich in der Form

$$w(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) + \dots + A_{2k_{\max}} P_{2k_{\max}}(\cos \theta) \quad (10)$$

schreiben, wobei $k_{\max} = \min(J_1, l_1, l_2)$ und P_i die normierten Legendrepolynome sind. Oft wird auch die Form

$$w(\theta) = 1 + a_2 \cdot \cos^2 \theta + a_4 \cdot \cos^4 \theta + \dots + a_{2k_{\max}} \cdot \cos^{2k_{\max}} \theta \quad (11)$$

verwendet. In Tabelle 1 finden sich für einige γ -Kaskaden die Koeffizienten a_i . Diese Koeffizienten können in einer Messung an die gemessene Winkelverteilung angepasst werden.

Table 1: Koeffizienten a_2 und a_4 für einige γ -Kaskaden.

Kaskade		a_2	a_4
$0 \xrightarrow{L=1} 1 \xrightarrow{L=1} 0$		1	0
$1 \xrightarrow{L=1} 1 \xrightarrow{L=1} 0$		-1/3	0
$1 \xrightarrow{L=2} 1 \xrightarrow{L=1} 0$		-1/3	0
$0 \xrightarrow{L=2} 2 \xrightarrow{L=2} 0$		-3	4
$4 \xrightarrow{L=2} 2 \xrightarrow{L=2} 0$		1/8	1/24

Messelektronik

Timing SCA

Die Aufgabe eines Einkanaldiskriminators (Single Channel Analyzer, SCA) ist es, Signale zu eliminieren, deren Amplitude unterhalb bzw. oberhalb eines eingestellten Fensters liegen. Wenn ein Signal in diesem Fenster liegt, wird ein logischer Rechteckpuls ausgegeben.

Coincidence Modul

Eine Koinzidenzeinheit gibt einen logischen Puls aus, wenn zwei (oder mehrere) Eingangssignale innerhalb eines eingestellten Zeitfensters zusammen fallen. Das Gegenteil dazu ist die Antikoinzidenz, bei der kein Puls gesendet wird, wenn zwei Signale in dem Zeitfenster ankommen. Das im Versuch eingesetzte Modul erlaubt es, dass für jedes der bis zu 5 einkommenden Signale eine Koinzidenz- oder Antikoinzidenzbedingungen verwendet werden kann.

TAC

Ein Zeit-zu-Amplituden-Umwandler (Time to Amplitude Converter, TAC) erzeugt ein Ausgangssignal, dessen Impulshöhe proportional zu der Zeitdifferenz zweier ankommender Signale (Start und Stopp) ist. Eine technische Umsetzung verwendet einen Kondensator. Trifft das Startsignal ein, wird der Kondensator mit einer Konstantstromquelle aufgeladen, bis das Stoppsignal ankommt. Der konstante Strom erzeugt dabei eine Spannung, die proportional zu der Zeitdifferenz ist.

Durchführung und Auswertung

In diesem Versuch werden Natriumjodid (NaJ) Detektoren verwendet. An das Szintillationsmaterial ist ein Photomultiplier (PM) angebracht, der das Szintillationslicht in messbare elektrische Signale umwandelt und verstärkt. Sobald im Laufe der Versuchsdurchführung ein neues Modul verwendet wird, betrachte die ausgehenden Signale am Oszilloskop, charakterisiere das Signal, verstehe die Funktionsweise des Moduls und notiere die Beobachtungen im Protokoll. Das angefertigte Protokoll ist der Auswertung anzuhängen.

Aufgabe 1 Winkelauflösung

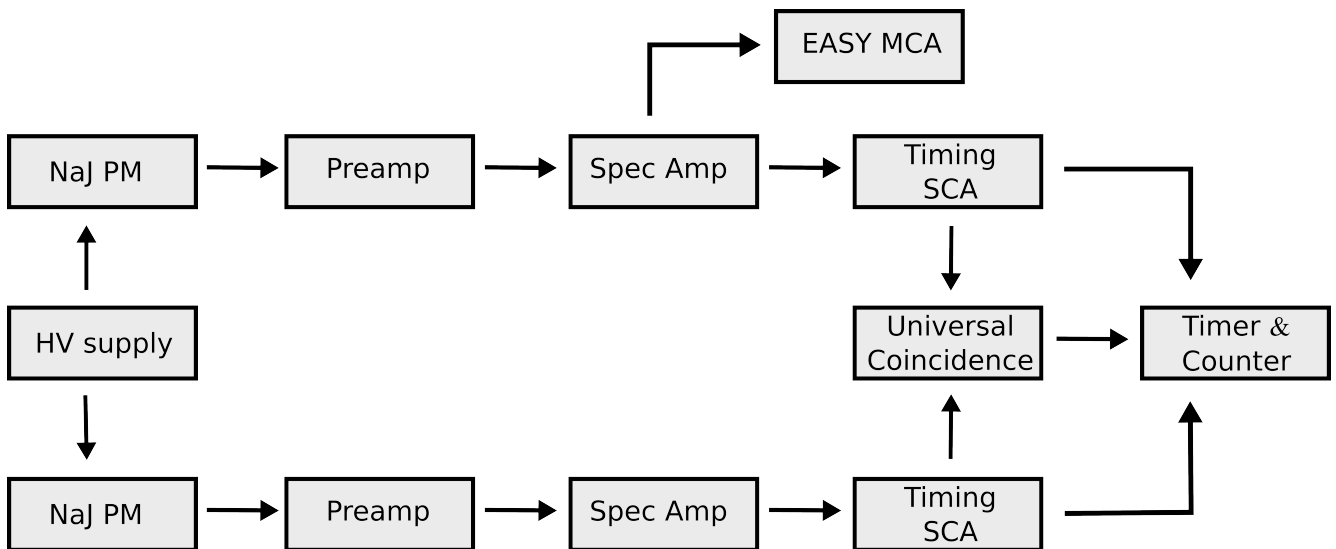


Figure 1: Schaltplan Versuchsaufbau 1

- Schalte die Hochspannung an und versorge die Detektoren mit 650 V und platziere die ^{22}Na -Quelle im Aufbau
- Verbinde die Vorverstärker mit dem **SPEC AMP**
- Verbinde einen der **SPEC AMP** mit dem **EASY MCA** und nimm ein Energiespektrum auf
- Verbinde die *bipolaren* Ausgänge der **SPEC AMP** mit den **Timing SCA**
- Betrachte die *positiven* Ausgänge der **Timing SCA** am Oszilloskop und stelle die Delays derart ein, dass der Zeitunterschied der Signale kleiner 50 ns ist
- Spalte die *positiven* Ausgänge der **Timing SCA** auf und verbinde sie mit dem **Universal Coincidence** Modul und dem **Timer&Counter**
- Verbinde das **Universal Coincidence** Modul mit dem **Timer&Counter**; stelle die Messzeit derart ein, dass die statistische Unsicherheit der koinzidenten Ereignisse unter 180° kleiner 3% ist
- Messe die Zählraten unter $180^\circ + 0^\circ, \pm 1^\circ, \pm 2^\circ, \pm 3^\circ, \pm 4^\circ, \pm 5^\circ, \pm 6^\circ, \pm 7^\circ, \pm 8^\circ, \pm 10^\circ, \pm 15^\circ, \pm 20^\circ, \pm 25^\circ$
 - Plotte das Energiespektrum; führe eine Kanal-Energiekalibrierung durch; bestimme die FWHM der beiden Peaks und diskutiere die Form des aufgenommenen Spektrums
 - Plotte die gemessenen koinzidenten Ereignisse (mit Unsicherheiten) gegen den Winkel und bestimme die Winkelauflösung
 - Bestimme die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen
 - Schätze die intrinsische Effizienz der NaI Detektoren zum Nachweis der 511 keV γ -Quanten ab

Aufgabe 2 Zeitauflösung

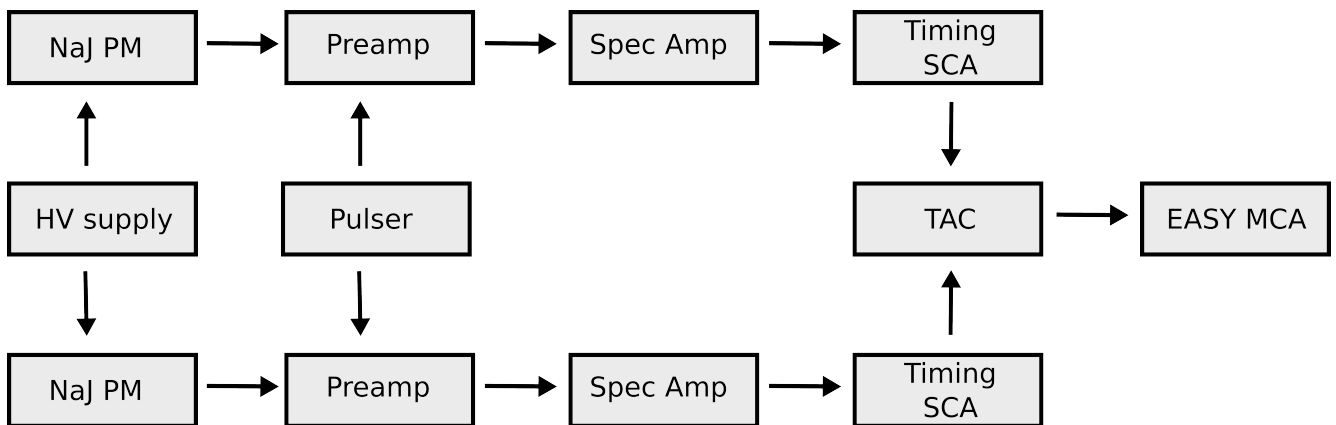


Figure 2: Schaltplan Versuchsaufbau 2

- Wiederhole a)-e) [außer c)] aus Ausgabe 1
- Schalte die Hochspannung aus und den Pulser ein
- Spalte die *negativen* Ausgänge der **Timing SCA** auf und verbinde sie mit dem **TAC** und dem Oszilloskop (füge ein Delay zwischen dem Timing SCA und dem Stopp-Signal des **TACs** ein)
- Verbinde den **TAC** mit dem **EASY MCA**
- Messe das Spektrum für mindestens 4 unterschiedliche, am Oszilloskop eingestellte Delays, um eine Kanal-Zeit Zuordnung durchführen zu können
- Schalte den Pulser aus und die Hochspannung an, richte die Detektoren auf 180° aus
- Messe die Zeitauflösung der Detektoren
 - Führe eine Kanal-Zeit Kalibrierung durch
 - Bestimme die FWHM der Zeitpeaks der beiden Messungen und vergleiche diese
 - Bestimme die Zählrate zufälliger Koinzidenzen und vergleiche diese mit der aus Aufgabe 1

Aufgabe 3 Winkelverteilung

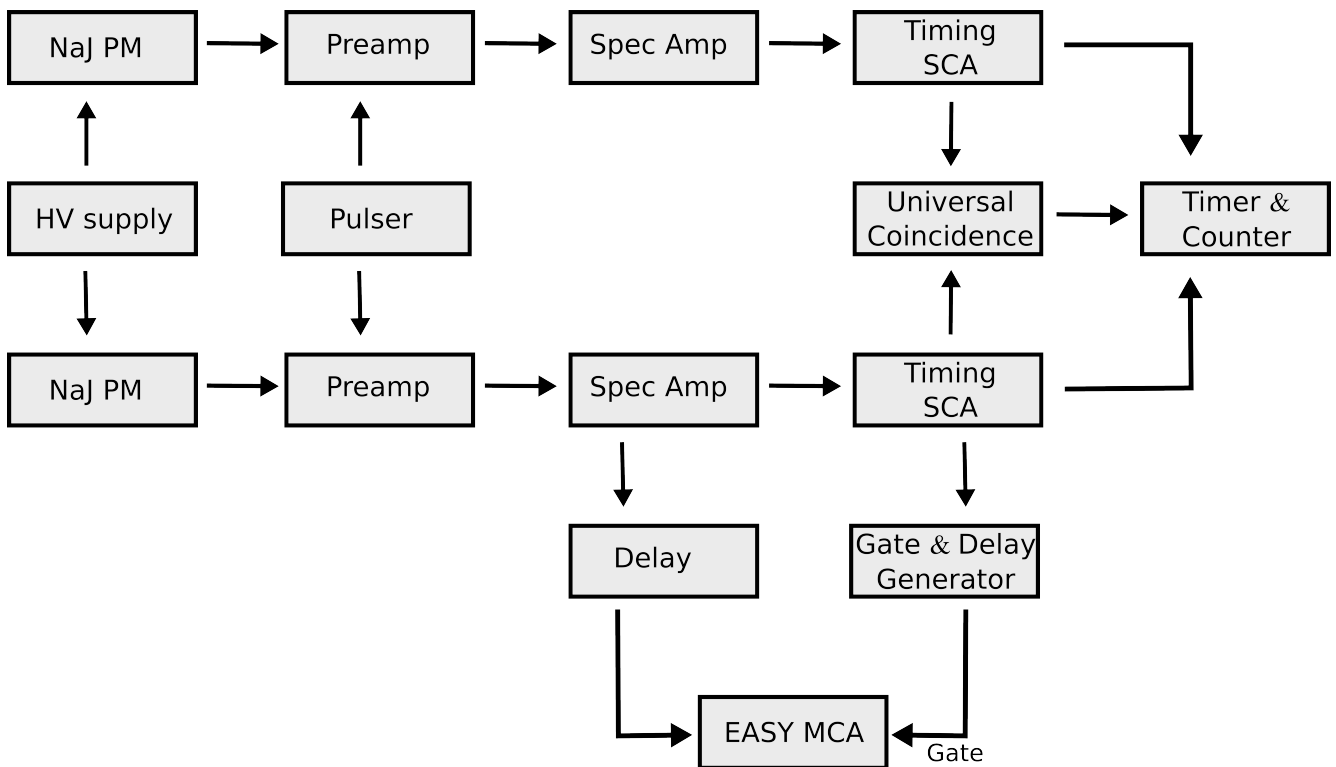


Figure 3: Schaltplan Versuchsaufbau 3

- Schalte die Hochspannung aus und den Pulser an
- Verbinde den *bipolaren* Ausgang **SPEC AMPS** (Det1) mit dem **Delay Amplifier**
- Verbinde den *negativen* Ausgang des **Timing SCA** (Det1) mit dem **Gate&Delay Generator**
- Verbinde den **Gate&Delay Generator** und den **Delay Amplifier** mit dem Oszilloskop und stelle den Delay passend ein
- Verbinde den **Delay Amplifier** mit dem Input und den **Gate&Delay Generator** mit dem Gate des **EASY MCA**
- Schalte den Pulser aus und die Hochspannung an, platziere die ^{60}Co -Quelle im Aufbau
- Nimm ein Energiespektrum auf
- Stelle das Gate in der Datenaufnahme auf Koinzidenz
- Stelle die obere und untere Schranke des **Timing SCA** so ein, dass nur 1332 keV γ -Quanten akzeptiert werden
- Wiederhole die Prozedur für den anderen Detektor (Det2) und den 1173 keV Übergang
- Wiederhole mit diesen Einstellungen a)-g) [außer c)] aus Ausgabe 1
- Messe die koinzidenten Zählraten unter unterschiedlichen Winkeln
 - Für den Vergleich experimenteller und theoretischer Winkelverteilungen plote $w(\theta) = A(\theta)/A(90^\circ)$

-
- Passe an die experimentellen Daten die Parameter der Korrelationsfunktion an
 $w(\theta) = a_0 + a_2 \cdot \cos^2 \theta + a_4 \cdot \cos^4 \theta$
und vergleiche mit den theoretischen Werten
 - Welchen Einfluss hat die endliche Detektoröffnung und die Totzeit der Detektoren auf die Ergebnisse?