

Physikalisches
Fortgeschrittenen-Praktikum I

Szintillationszähler



Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau
Stand: 01. September 2005

Inhaltsverzeichnis

Theoretische Grundlagen	3
Kernmodelle und Kernprozesse	3
Kernzerfälle und Radioaktivität	5
α -Zerfall	5
β -Zerfall	5
γ -Strahlung	6
Zerfall angeregter Kernzustände	8
 Nachweis von γ-Strahlung und Funktionsweise der verwendeten Geräte	 9
Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	9
Photoeffekt	9
Comptoneffekt	10
Paarbildung	11
Szintillationszähler	12
Szintillator	12
Photomultiplier	14
Signalverstärkung	14
Aufnahme von Energiespektren	16
Multi Channel Analyzer	16
Timing Single Channel Analyzer	16
Koinzidenzeinrichtung	18

Theoretische Grundlagen

Kernmodelle und Kernprozesse

Ein Atomkern A_ZX besteht aus Protonen und Neutronen, dabei gibt die Kernladungszahl Z die Anzahl der Protonen und die Massenzahl A die Gesamtzahl der Nukleonen im Kern an. Die Bindungsenergie pro Nukleon beträgt etwa 7-8 MeV für die meisten Kerne, abgesehen von den leichten Elementen. Die Kernmassen in Abhängigkeit von A und Z werden durch die Weizsäcker-Massenformel beschrieben. Man spricht in diesem Zusammenhang auch vom Tröpfchenmodell, weil Eigenschaften wie die Kurzreichweitigkeit der Kräfte, konstante Dichte, Sättigung, Deformierbarkeit und Oberflächenspannung an die Beschreibung von Flüssigkeitstropfen erinnern. Die genannten Eigenschaften werden in der Massenformel durch entsprechende Terme berücksichtigt. Ein wesentlicher Unterschied liegt aber in der mittleren freien Weglänge der Teilchen, die für Nukleonen im Kern groß ist im Vergleich zu Molekülen im Flüssigkeitstropfen. Nukleonen sind also im Kern nicht lokalisiert, sondern bewegen sich mit (relativ großen) Impulsen von 250 MeV/c. Die typische Energieskala der Kernphysik liegt bei einigen MeV.

Ausschlaggebend für die Stabilität eines Kerns ist das Verhältnis von Protonen zu Neutronen. Die stabilen Kerne beschränken sich dabei auf ein sehr schmales Band in der Z - N -Ebene, wie in Abbildung 1 dargestellt ist.

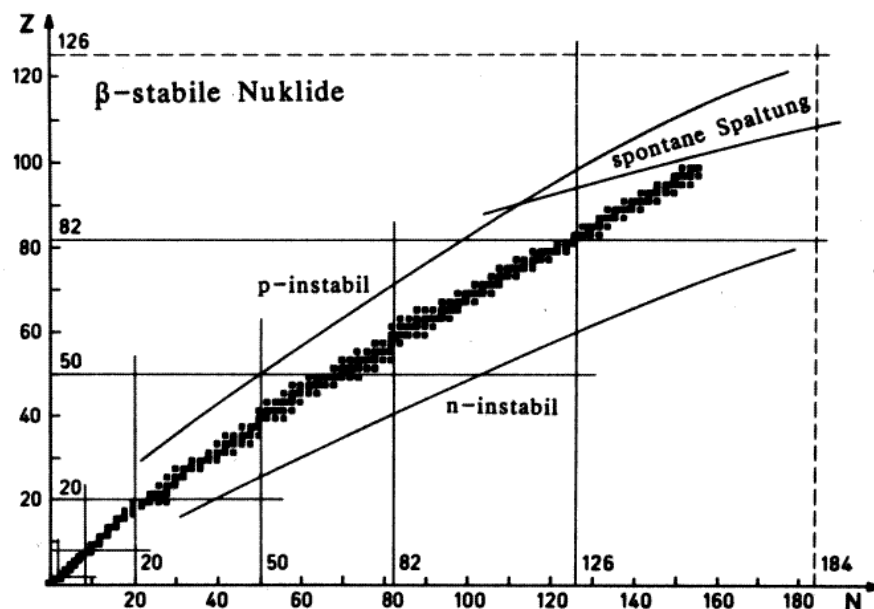


Abbildung 1

Die β -stabilen Kerne in der Z - N -Ebene

Bei leichten stabilen Elementen ist das Verhältnis von Protonen zu Neutronen etwa 1, bei schweren stabilen Kernen überwiegt die Zahl der Neutronen, um die Coulombabstoßung teilweise zu kompensieren.

Alle übrigen Nuklide sind instabil und zerfallen unter Aussendung charakteristischer radioaktiver Strahlung, die ihren Ursprung in Prozessen im Atomkern und der Elektronenhülle hat. Spontaner Zerfall von Atomkernen tritt auf, wenn die Summe der Massen der Tochterkerne und der Zerfallsteilchen kleiner ist als die Masse des Ausgangskerns.

Kernzerfälle und Radioaktivität

Man unterscheidet die folgenden drei Strahlungsarten:

α -Zerfall

Der Mutterkern A_ZX zerfällt in einen Tochterkern ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ und ein sogenanntes α -Teilchen, einen zweifach positiv geladenen Heliumkern 4_2H . Beim α -Zerfall entstehen zwei Teilchen im Endzustand, das α -Teilchen besitzt demnach ein diskretes Energiespektrum.

β -Zerfall

Man registriert drei verschiedene Arten des β -Zerfalls:

β^- -Zerfall: Umwandlung eines Neutrons im Kern in ein Proton unter Emission eines Elektrons und eines Anti-Elektronenneutrinos

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

β^+ -Zerfall: Umwandlung eines Protons im Kern in ein Neutron unter Emission eines Positrons und eines Elektronenneutrinos.

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

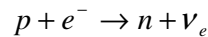
Das Positron kann in Gegenwart von Materie nicht frei existieren: Es wird abgebremst und vereinigt sich mit einem Elektron zu einem Positroniumatom. Dieses zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von 10^{-7} bis 10^{-9} sec unter Emission von zwei oder drei γ -Quanten (Vernichtungsphotonen), wobei der 2γ -Zerfall mit deutlich größerer Wahrscheinlichkeit auftritt.

(Bemerkung: Die Bestimmung der Lebensdauer des Positroniumatoms und die Betrachtung der 2γ - und 3γ -Zerfälle ist Inhalt des FP II-Versuchs „Positronium“.)

Für den 2γ -Zerfall folgen mit einer Ruhemasse sowohl des Elektrons als auch des Positrons von $m = 511 \text{ keV} / c^2$ aus der Einsteinschen Energie-Impuls-Relation $E^2 = p^2 \cdot c^2 + m^2 \cdot c^4$ die Energien der beiden γ -Quanten von je 0,511 MeV. Aufgrund von Impulserhaltung werden beide Quanten unter einem Winkel von 180° zueinander emittiert.

Dies ist im letzten Aufgabenteil zu verifizieren. Dazu wird mit ^{22}Na im letzten Versuchsteil ein β^+ -Strahler betrachtet und die Winkelverteilung der beiden γ -Quanten relativ zueinander gemessen.

Electron capture: Einfang eines Bahnelektrons, zumeist aus der Kern-nächsten K-Schale durch den Einfluss der positiven Kernladung unter Emission eines Elektronenneutrinos



Die entstandene Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt, wobei die freiwerdende Energie durch Röntgen-Strahlung oder den Auger-Effekt übertragen wird (siehe unten). Der E.C. nimmt mit zunehmender Kernladungszahl an Bedeutung zu, da in schweren Atomen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen der K-Schale am Kernort sehr groß ist.

γ -Strahlung

Bei den oben genannten Zerfällen geht der Mutterkern mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit in energetisch verschiedene Zustände des Tochterkerns über. Anschließend zerfällt ein angeregter Kernzustand mit einer Lebensdauer typischerweise zwischen Nano- und Femtosekunden (möglicherweise über Zwischenzustände) bis in den Grundzustand, gewöhnlich durch Emission von elektromagnetischer Strahlung. Die Energien der emittierten γ -Quanten liegen dabei im Bereich von keV bis MeV. Das Spektrum der Quanten hat die Form einer Spektrallinie der natürlichen Halbwertsbreite Γ , die mit der mittleren Lebensdauer τ über die Heisenbergsche Unschärferelation zusammenhängt:

$$\Gamma_{\text{natürlich}} \geq \frac{\hbar}{\tau}$$

Hinzu kommen weitere Verbreiterungseffekte wie durch die thermische Bewegung der Kerne (Doppler-Verschiebung) und die Rückstoßenergie.

In Zusammenhang mit dem γ -Zerfall treten zwei wichtige Prozesse auf:

Innere

Konversion:

Hier wird beim Übergang eines angeregten Kerns in einen energetisch niedrigeren Zustand die freiwerdende Energie nicht als γ -Quant emittiert, sondern an ein Hüllenelektron strahlungslos abgegeben.

Das Elektron hat eine kinetische Energie $E_e = E_\gamma - E_B$, wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons und E_γ die Energiedifferenz der beiden Kernzustände bezeichnet. Aufgrund der Konversion fehlt auf einer äußeren Schale ein Elektron, was relativ niederenergetische Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronenemission zur Folge hat.

Auger-Effekt:

Ebenfalls strahlungslos kann die überschüssige Energie auch an ein weiteres Elektron einer Schale mit geringerer Bindungsenergie übertragen werden, das dort emittiert wird und erneut eine Lücke auf der betroffenen Schale bedingt.

Zerfall angeregter Kernzustände

Die verschiedenen Zustände eines Atomkerns werden durch die folgenden Größen beschrieben: Energie, mittlere Lebensdauer, Kernspin, Parität, magnetisches Moment und elektrisches Quadrupolmoment.

Im Rahmen dieses Versuchs lässt sich die Energie der emittierten γ -Strahlung bestimmen und damit auf die Energien der beteiligten Kernniveaus schließen.

(Bemerkung: Die Bestimmung der Kernspins und der Parität der an einer Zerfallskaskade beteiligten Kernniveaus ist möglich durch die Beobachtung der sogenannten Winkelkorrelation zweier sukzessiver γ -Quanten einer γ - γ -Kaskade beim Zerfall eines angeregten Zustands in energetisch tieferliegende Zustände. Dies ist Inhalt des FP II-Versuchs „Winkelkorrelation“)

Wenn sich ein Kern im Grundzustand befindet, nehmen die Nukleonen unter Beachtung des Pauli-Prinzips die tiefstmöglichen Energiezustände ein. Durch Energiezufuhr kann der Kern in eine große Zahl energetisch höherliegende Anregungszustände versetzt werden.

Angeregte Kerne können auf verschiedene Weise entstehen, etwa durch elektromagnetische Anregung von außen oder wie im vorliegenden Fall als Tochterkern eines radioaktiven Zerfalls. Wenn die Anregungsenergie unter der Schwelle für die Emission von Teilchen liegt, kann der Kern die Anregungsenergie nur durch elektromagnetische Wechselwirkung wieder abgeben, normalerweise durch Emission eines γ -Quants.

Die Photonenenergie E_γ der γ -Strahlung ergibt sich aus der Differenz der Energien der beteiligten Kernzustände:

$$E_\gamma = E_i - E_f$$

Dabei sind E_i und E_f die Energien von Anfangs- und Endzustand.

Nachweis von γ -Strahlung und Funktionsweise der verwendeten Geräte

Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Für den Nachweis von γ -Strahlung wird die Wechselwirkung mit Materie in einem Szintillationskristall ausgenutzt. Während geladene Teilchen beim Durchqueren von Materie nach und nach Energie abgeben und schließlich absorbiert werden, findet die Wechselwirkung von Photonen mit Materie in einem Punkt statt. Die Intensität I eines Photonenstrahls nimmt exponentiell mit der Dicke x der durchquerten Materieschicht ab:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x)$$

Der Absorptionskoeffizient μ ist dabei von der Photonenenergie und der Art des Mediums ab, er hat die Dimension einer inversen Länge. Seine Energie kann ein γ -Quant durch einen oder mehrere der folgenden Prozesse übertragen:

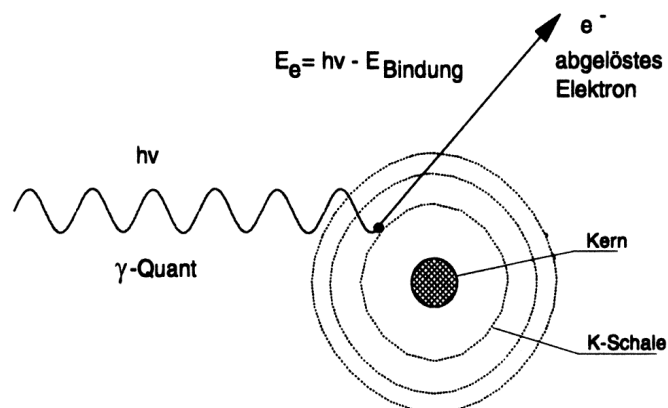
Photoeffekt

Ein γ -Quant der Energie $E = h \cdot \nu$ schlägt aus der Atomhülle ein Elektron heraus, das die kinetische Energie $E_{kin} = h \cdot \nu - E_B$ erhält.

Der Photoeffekt besitzt die größte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Elektronen aus der K-Schale und tritt nur an gebundenen Elektronen auf, da der Kern für die Impulserhaltung benötigt wird.

Abbildung 2

Schematische Darstellung des Photoeffekts



Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption durch Photoeffekt beträgt etwa $P \approx Z^5 / E^{3.5}$. Dadurch dominiert der Photoeffekt für die Absorption von γ -Quanten niedriger Energie und bei schweren Elementen.

Nach dem Ablösen eines K-Elektrons strahlt das ionisierte Atom die Bindungsenergie wieder ab, durch Emission entweder eines Auger-Elektrons vor allem bei leichten Kernen oder eines Röntgenquants charakteristischer Energie vor allem bei schweren Kernen. Das Röntgenquant kann den Kristall ohne weitere Wechselwirkung verlassen, während das Auger-Elektron zumeist vom Szintillator absorbiert wird.

Im Spektrum erscheint neben dem Photopeak (Absorption der gesamten Energie des einfallenden γ -Quants) ein sog. Satellitenpeak bei einer Energie, verringert um die Energiedifferenz zwischen K- und L-Schale.

Comptoneffekt

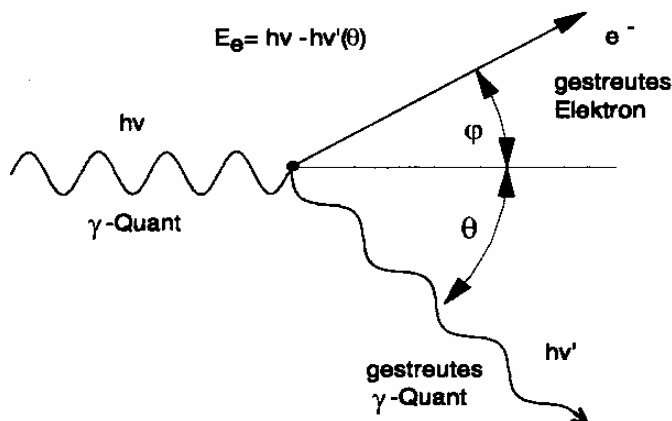
Der Comptoneffekt dominiert bei Energien um einige 100 keV bis zu wenigen MeV. Dabei streut ein γ -Quant der Energie $E = h \cdot \nu_0$ elastisch an einem freien oder nur leicht gebundenen Elektron und überträgt dabei nur einen Teil seiner Energie. Die Energie des Photons $h \cdot \nu_c$ nach dem Stoß hängt aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung nur vom Streuwinkel θ ab:

$$h \cdot \nu_c = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta + m_0 c^2 / h \cdot \nu_0}$$

Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Elektrons, c ist die Lichtgeschwindigkeit.

Abbildung 3

Schematische
Darstellung
des Comptoneffekts



Das mit verringerter Energie weiterfliegende γ -Quant kann durch Photoeffekt oder erneuten Comptoneffekt weiter absorbiert werden.

Der maximale Energieübertrag findet bei Rückstreuung statt, in diesem Fall nimmt die Energie den Wert E_{\max} an:

$$E_{\max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (2E_{\gamma} / m_0 c^2)}$$

Im Spektrum erscheint bei dieser Energie die sog. Compton-Kante.

Paarbildung

Bei Photonenenergien oberhalb von einigen MeV dominiert die Paarbildung. Bei der Wechselwirkung eines γ -Quants einer Energie von mindestens der doppelten Ruheenergie des Elektrons kann es im Feld des Atomkerns vollständig absorbiert werden und dabei ein Positron-Elektron-Paar erzeugen. Die über die Ruheenergie der beiden Teilchen hinausgehende Energie wird als kinetische Energie zufällig auf die beiden verteilt, der überschüssige Impuls wird vom Kern aufgenommen.

Das entstandene Positron kann in Anwesenheit von Materie nicht frei existieren und annihiliert mit einem Elektron unter back-to-back-Emission zweier γ -Quanten von je 0,511 MeV. Die beiden Quanten können durch Photo- oder Comptoneffekt absorbiert werden oder ohne Wechselwirkung den Kristall verlassen.

Im Spektrum treten demnach unterhalb des Photopeaks zwei weitere Peaks auf:

Der Single-Escape-Peak bei $(E_{\gamma} - 0,511)$ MeV und der Double-Escape-Peak bei $(E_{\gamma} - 1,022)$ MeV.

Abbildung 4

*Auf die Dichte normierter
Absorptionskoeffizient μ in
Blei in Abhängigkeit von E_{γ}*

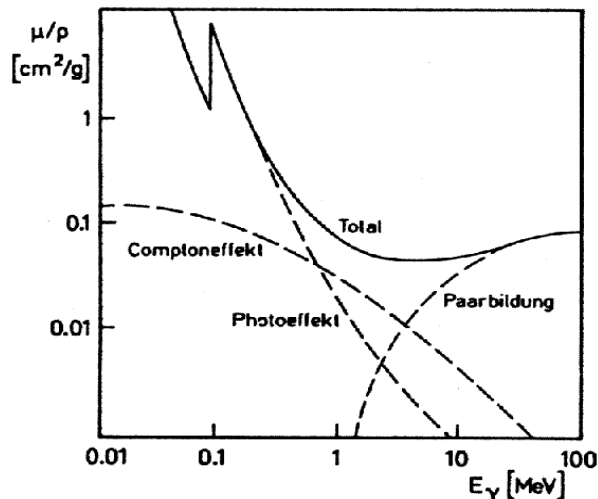


Abbildung 4 zeigt den Absorptionskoeffizienten μ in Blei, normiert auf die Dichte, in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_{γ} dar.

Man erkennt die Energiebereiche, in denen genannte Prozesse überwiegen.

Szintillationszähler

Szintillationszähler dienen dem zeitlich bestimmten Nachweis einzelner Quanten einer ionisierenden Strahlung. Sie bestehen aus zwei Komponenten: Der Szintillator wandelt die vom Quant abgegebene Energie in sichtbares Licht um (scintillare, lat.: Funken sprühen, flackern). Der Photomultiplier wandelt anschließend dieses Licht in ein elektronisch messbares Signal um. Dabei ist von entscheidender Bedeutung, dass die vom Szintillator abgestrahlte Lichtintensität (nahezu) proportional ist zur Energie der einfallenden Strahlung.

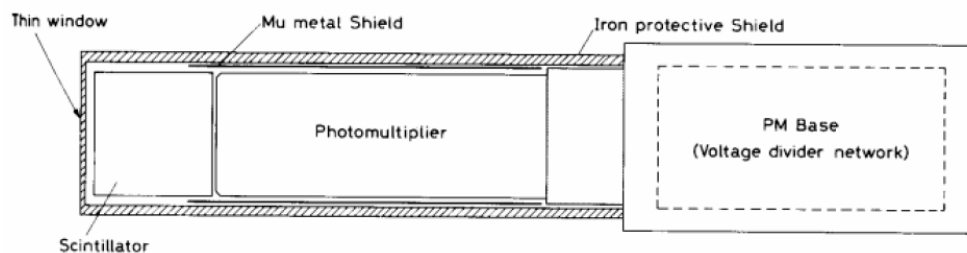


Abbildung 5 Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers

Szintillator

Der Szintillator ist ein mit Aktivatorzentren dotierter Ionenkristall. Bei dem im Versuch verwendeten Kristall handelt es sich um Natriumjodid (NaJ), dem als Aktivatorzentren Thallium (Tl) zugesetzt wurde. Als Szintillator aus der Gruppe anorganischer Szintillatoren ist das Gitter des Ionenkristalls für die Lichtemission verantwortlich.

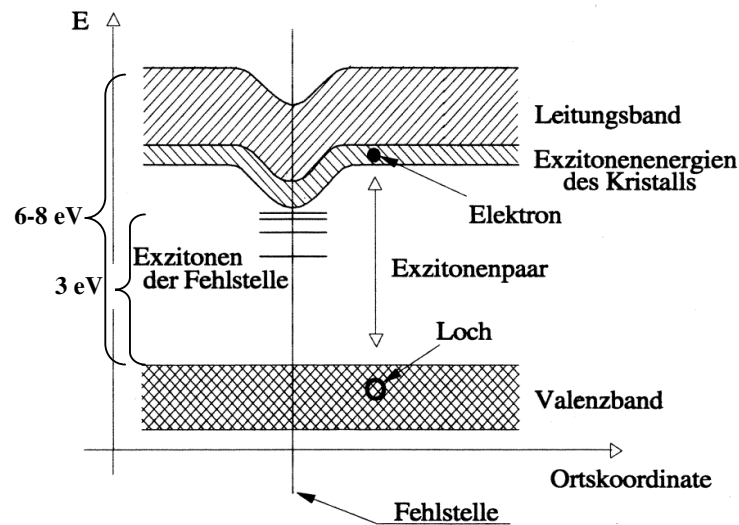
Mit Hilfe des Bändermodells lässt sich das Verhalten der Ionenkristalle beschreiben. Bei tiefen Temperaturen sind die äußeren Elektronen eines jeden Atoms in die Bindungen zu den jeweiligen Nachbaratomen eingebaut, ihre Energien stellen das sog. Valenzband dar. Bei höheren Temperaturen oder nach Absorption energiereicher Strahlung besitzt ein sehr kleiner Teil der Elektronen höhere Energien, diese Energiewerte bilden das Leitungsband. Elektronen dieser Energien sind frei beweglich.

Bei Alkalijodidkristallen beträgt der Abstand zwischen dem Valenzband und dem im Grundzustand leeren Leitungsband etwa 6-8 eV.

Die Bänder sind in Abbildung 6 dargestellt.

Abbildung 6

Schematische Darstellung von Valenzband und Leitungsband eines dotierten Szintillationskristalls



Durch Wechselwirkung der γ -Quanten im Szintillator durch die beschriebenen Prozesse, hauptsächlich durch Photoeffekt, wird also Energie auf den Szintillationskristall übertragen. Elektronen werden angeregt und auf höhere Energieniveaus, d.h. vom Valenzband ins Leitungsband, gehoben oder es werden lose gekoppelte Elektron-Loch-Paare, sog. Exzitonen, erzeugt, wenn die Energie des angeregten Elektrons nicht ganz ausreicht das Leitungsband zu erreichen. Auch die Exzitonenpaare können sich im Kristall frei bewegen. Diese angeregten Zustände kehren unter Emission von γ -Quanten wieder in den Grundzustand zurück.

Die eintreffenden Photonen haben Energien im Bereich von 100keV bis MeV, so dass ihre Energie ausreicht, um 100 bis 1000 Elektronen anzuregen, d.h. entsprechend viele Photonen zu erzeugen. Um diese „neuen“ γ -Quanten nutzen zu können, müssen sie Energien haben, bei denen sie kaum re-absorbiert werden. Dazu wird der Kristall mit Aktivatorzentren dotiert. Die Dotierung des NaJ-Kristalls mit Tl verformt lokal das Leitungsband und schafft somit neue Energieniveaus in der Bandstruktur des Kristalls, sog. Aktivatorbänder. Sie besitzen genau die gewünschten Energieniveaus zwischen Valenzband und Leitungsband. Ohne Aktivatorband würde das Elektron direkt wieder ins Valenzband fallen und es käme zu einer Emission eines Photons der gleichen Energie wie das einfallende Photon. Der Szintillator wäre also für das ausgesandte Licht undurchlässig.

Die Exzitonen rekombinieren insbesondere an den Thallium-Störstellen und Abregung erfolgt über diese Niveaus, unter Emission von Photonen, die Energien im sichtbaren und im nahen UV-Bereich haben. Diese Energie liegt bei Thallium bei etwa 3 eV, entsprechend einer Wellenlänge von 413 nm. Die Energie von „Aktivator-Photonen“ ist somit niedriger als die nötige Anregungsenergie, um ein Valenzband-Elektron ins Leitungsband zu heben. Deshalb steht nun viel emittiertes Licht zur Verfügung, um zur Photokathode zu gelangen.

Photomultiplier

An der Photokathode werden nun durch Photoeffekt Elektronen herausgeschlagen und durch eine anliegende Spannung zur ersten Dynode beschleunigt. Dort schlagen sie mehrere Sekundärelektronen aus der Oberfläche, die nun zur zweiten Dynode hin beschleunigt werden. Eine Vielzahl von Dynoden ist hintereinander geschaltet und so geformt und geometrisch angeordnet, dass möglichst wenige Elektronen verloren gehen. Durch einen Spannungsteiler wird jede Dynode auf ein höheres Potential gebracht als ihre Vorgängerdynode. Die durch die Beschleunigung gewonnene Energie wird also beim Auftreffen der Elektronen auf die Dynoden in das Erzeugen weiterer freier Elektronen umgesetzt. So wird die Elektronenanzahl mit einem Material- und Spannungs-abhängigen Verstärkungsfaktor pro Dynode vervielfältigt und an der Anode in proportionale Stromimpulse umgesetzt. Die Stromimpulsmessung entspricht im Prinzip also dem Zählen der Elektronen, die an der Anode ankommen.

Die Proportionalität kann durch eine schwankende Zahl an Lichtquanten im Kristall, unterschiedliche Quantenausbeute an der Photokathode, inhomogene Oberflächen und schwankende Elektronenvervielfältigung gestört werden. Dies führt zu einer Linienverbreiterung im Spektrum, die in der Größenordnung von etwa 10% der γ -Energie liegt. Wenn man ein Signal an einer mittleren Dynode abnimmt, erwartet man zwar ein weniger verstärktes Signal, vermeidet dafür aber mögliche Sättigungseffekte und erhält ein Signal, das strenger linear zum Eingangssignal ist als das an der Anode.

Die benötigte Betriebsspannung wird dem Photomultiplier aus einem Hochspannungsgerät zugeführt. Dabei ist eine Spannung von $U = 625 \text{ V}$ am Photomultiplier des NaJ-Szintillationszählers zu wählen, am Photomultiplier des Plastiksintillationszählers eine Spannung von $U = 1900 \text{ V}$.

Signalverstärkung

Vorverstärker

Der Photomultiplier, der kurzzeitige Lichtblitze niedrigster Intensität messen soll, erzeugt über einige Nanosekunden Spannungspulse mit der Ladung weniger pC. Deren zeitlicher Verlauf ist nicht immer gleich, deshalb ist es wichtig, Ladungen und nicht Spannungen zu messen. Dazu wird ein ladungsempfindlicher Vorverstärker (PA, Pre-Amplifier) benutzt.

Die Stromimpulse des Photomultipliers sind sehr klein und kurz und nicht ohne weiteres analysierbar. Der Pre-Amplifier wandelt sie in Spannungsimpulse leicht messbarer Amplitude um. Dazu wird das Stromsignal über eine definierte Zeit hinweg integriert, die Ausgangsspannung an einem solchen Verstärker hängt vom

Eingangsstrom ab. Integriert man über die Pulsdauer von einigen 100 Nanosekunden, so ergibt sich eine zur Ladung proportionale Ausgangsspannung, am Ausgang des Vorverstärkers wird also ein dieser Ladung proportionaler Spannungsimpuls generiert, der nach Ende des Pulses zur Verfügung steht.

Der Vorverstärker ist bei diesem Versuch nicht ein einzelnes Gerät im NIM-Übertrahmen (NIM = Nuclear Instrument Module), sondern bereits im Gehäuse des Photomultipliers integriert. Dies hat den Vorteil, dass der Abstand bzw. die Kabellänge zwischen Detektor und Vorverstärker minimiert ist, um ein schwaches Signal bestmöglich zu registrieren.

Hauptverstärker

Der Hauptverstärker (Amplifier) erfüllt zwei Aufgaben:

Zum einen werden die Impulse nun weiter verstärkt, so dass sie anschließend eine Amplitude von einigen Volt besitzen. Es ist zu beachten, dass bei zu hohen Verstärkungsfaktoren der Amplifier in Sättigung geht – die Ausgangssignale sollten also eine maximale Spannungsamplitude nicht überschreiten. Im Falle des Ortec 571 liegt diese bei 10 V.

Zum anderen werden die Signale zur weiteren Verarbeitung geformt. Hier kann eine shaping time zwischen $0,5\mu\text{s}$ und $10\mu\text{s}$ eingestellt werden. Die eingehenden Signale enthalten die Energieinformation der registrierten Quanten, die in der Amplitude gespeichert ist. Der Spannungspuls hat eine kurze Anstiegszeit in der Größenordnung von μs und fällt anschließend deutlich (etwa um einen Faktor 100) langsamer exponentiell wieder ab. Der Amplifier bestimmt innerhalb der shaping time die maximale Amplitude des Eingangspulses und generiert einen (verstärkten) Ausgangspuls, der beim Erreichen der maximalen Amplitude, spätestens aber nach Ende der shaping time zur Verfügung steht. Damit ergibt sich eine Zeitverzögerung zwischen Ein- und Ausgangssignalen am Verstärker. Bei der Wahl der shaping time ist also darauf zu achten, dass sie zum einen genügend groß gewählt wird, um die maximale Amplitude innerhalb der shaping time zu erreichen. Andererseits sollte sie möglichst klein sein, sowohl um die Totzeit zu minimieren, innerhalb der kein weiteres Ereignis registriert werden kann, als auch um nicht zwei Pulse als einen zu zählen, wenn diese so kurz nacheinander stattfinden, dass der erste Puls noch nicht komplett abgeklungen ist, wenn der zweite eintrifft.

Der Amplifier hat sowohl einen unipolaren als auch ein bipolaren Ausgang. Beide Signale können durch ein Delay verzögert werden, das bei analogen Signalen durch Kabellaufzeit in einem aufgerollten Kabel realisiert ist. Im Abschnitt zur Aufnahme der Winkelverteilung folgt eine genauere Diskussion.

Durch einen Schalter „positiv-negativ“ kann die Polarität des Signals erhalten oder umgekehrt werden.

Aufnahme von Energiespektren

Das Spannungsimpulsspektrum des Photomultipliers enthält die Zeitinformation der einfallenden Quanten und das vollständige Energiespektrum. Jeder Spannungsimpuls am Ausgang des Hauptverstärkers besitzt eine Amplitude, die proportional zur einfallenden Strahlungsenergie ist.

Multi Channel Analyzer

Im Multi Channel Analyzer (MCA, Vielkanalanalysator) wird die Verteilung der Ausgangsimpulse durch einen Impulshöhenanalysator gemessen, der die Impulse je nach Spannungshöhe auf verschiedene Kanäle (in diesem Fall auf 8192 Kanäle) verteilt. Dies geschieht, in dem jeder Impuls gedehnt und mit dem Momentanwert einer gleichzeitig mit dem Impuls einsetzenden Sägezahnspannung verglichen wird. Die Zeit zwischen der Anstiegsflanke des Impulses und dem Zeitpunkt, in dem Impulsamplitude und Sägezahnspannung gleich sind, ist ein Maß für die Größe der Impulsamplitude. Dieser entsprechend erfolgt dann die Einsortierung in die Kanäle, wobei der Kanalinhalt bei jedem Ereignis um 1 erhöht wird.

Mittlerweile können dazu schnellere parallele Verfahren genutzt werden, in dem es so viele Komparatoren wie Kanäle gibt, die signalisieren, ob der eintreffende Puls die dem Kanal entsprechende Amplitude überschritten hat. So kann der Puls dem Kanal mit der größten Amplitude, der den Puls registriert hat, zugeordnet werden.

Durch bekannte Zerfallsspektren oder den bekannten 511keV-Vernichtungspeak im Spektrum von ^{22}Na kann die Kanal-Energie-Eichung durchgeführt werden.

Der Multi Channel Analyzer ist bei diesem Versuch nicht ein externes Gerät im NIM-Überrahmen, sondern als Steckkarte im Computer eingebaut. Mit der dazugehörigen Software kann das Spektrum dargestellt werden. Der MCA benötigt zum einen das unipolare Ausgangssignal des Amplifiers und zum anderen ein Gate-Signal. Letzteres wird im nachfolgenden Abschnitt näher beschrieben.

Timing Single Channel Analyzer

Das Signal vom Ausgang des Hauptverstärkers kann auf einen Single Channel Analyser (SCA) gegeben werden, mit dem es möglich ist, nur γ -Quanten ausgewählter Energien zu registrieren. Dazu ist es möglich, eine minimale Schwelle (lower level) und eine maximale Schwelle bzw. eine Fensterbreite (upper level / window) einzustellen. Liegt die Energie eines γ -Quants in dem gewählten Energiefenster, wird ein Normpuls erzeugt, der am Ausgang des SCA zur Verfügung steht.

In Abbildung 7 ist dies schematisch dargestellt. Bei der Aufnahme der Energiespektren kann ein nahezu komplett geöffnetes Fenster gewählt werden. Für die Auswahl bestimmter Energien können die Einstellungen der Fenster gewählt werden, indem durch das Gate die registrierten Ereignisse am MCA beobachtet werden.

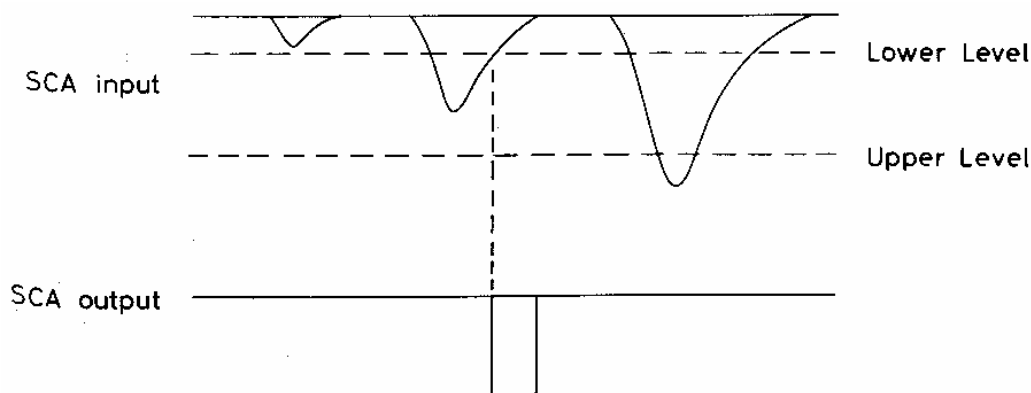


Abbildung 7 Erzeugung eines Normimpulses im Single Channel Analyzer

Die zusätzliche Funktion einer möglichen Zeitverzögerung des Signals ist durch die Bezeichnung „Timing“ angedeutet. Dies beinhaltet die Wahl eines möglichen Delays.

Delay

Regulierbare Delays (delay: Verschiebung, Verzögerung) erlauben eine gezielte Verlängerung oder Verkürzung der Kabellänge und damit der Laufzeit eines Signals.

Gate

Das Gate (gate: Tor) ist ein Zeitraum, in dem beispielsweise der MCA ein Tür öffnet und ein Signal durchlässt und registriert. Als Gate-Signal verwendet der MCA ein Signal, mit dessen Anfang er dieses Fenster öffnet und mit dessen Ende er es wieder schließt. Als solches verwendet wird das logische Ausgangssignal des TSCAs, das zeitlich korreliert kurz nach dem Spannungspuls des Amplifiers zur Verfügung steht.

Die Länge des Gate-Signals muss so groß sein, dass der Puls währenddessen sein Maximum erreicht. Durch fälschliche Zuordnung der Energien käme es sonst zu einer Verzerrung des Spektrums. Weil das Signal des TSCAs noch nicht die ausreichende Länge für das Gate hat, wird es anschließend im Gate and Delay Generator gedehnt. Die Zeitverzögerung, die durch die Verwendung des Gate and Delay Generators zusätzlich vergrößert wird, muss später noch ausgeglichen werden, da sie für den MCA bereits zu groß wird, um das logische Signal als Gate-Signal zu verwenden. Dazu kann das Ausgangssignal des Amplifiers verzögert werden, bevor es auf den MCA gegeben wird.

Koinzidenzen

Zur Messung der Winkelverteilung der beiden Vernichtungsphotonen stehen zwei Szintillationszähler zur Verfügung, von denen der NaJ-Szintillationszähler ortsfest und der Plastiksintillator beweglich ist, so dass der Winkel θ zwischen 90° und 185° in einer Schrittweite von 5° variiert werden kann. Im Mittelpunkt der Kreisbahn des schwenkbaren Detektors kann die radioaktive Quelle positioniert werden. Die emittierten γ -Quanten werden von Szintillationszählern registriert und über eine Koinzidenzeinheit auf ihre „Gleichzeitigkeit“ überprüft. Dabei gelten zwei eintreffende γ -Quanten als koinzident, wenn sie innerhalb einer kurzen Zeitspanne Δt , der Auflösezeit der Koinzidenzeinheit, eintreffen. Mit einem Zähler werden dann die koinzidenten γ -Quanten gezählt.

Bei einer Koinzidenzmessung ist es entscheidend, dass zwei zeitgleiche Ereignisse auch zeitgleich registriert werden, dass also zwei Signale auch die gleiche Kabellaufzeit und Elektroniklaufzeit brauchen, um die elektronische Schaltung bis hin zur Koinzidenzeinheit zu durchlaufen. Durch Aufnahme einer Delay-Kurve wird die Koinzidenzrate optimiert und bei dem Delay maximaler Zählrate die Winkelverteilung gemessen.

Der Koinzidenzvergleich in der Koinzidenzeinheit erfolgt durch einen Zeit-Impuls-Wandler (TAC, Time Amplitude Converter). Dabei wird die zeitliche Differenz zwischen den Impulsen aus den beiden Detektoren gemessen und in eine Impulshöhe übertragen. Der erste Impuls bewirkt, dass ein Kondensator mit konstantem Strom bis zum Eintreffen des zweiten Impulses aufgeladen wird. Die am Kondensator anliegende Spannung ist proportional zur Zeitdifferenz zwischen beiden Impulsen. Die TAC-Ausgangsimpulse sind von konstanter Breite und haben eine Amplitude proportional zur Kondensatorspannung und damit zur Zeitdifferenz. Innerhalb der Auflösezeit Δt der Koinzidenzeinheit wird der TAC-Ausgangsimpuls durchgelassen und kann vom Zähler registriert werden.

Abbildung 8

Ausgangssignal der
Koinzidenzeinheit

